PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1904. Redaktionsschluss für No. 2 am 6. Januar 1904. 5. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

L. W. Hartmann, Die Lichtstrahlung der Nernstschen Glühkörper bei veränderlicher Stromdichte. S. 1.

O. W. Richardson, Über die einem Vakuum durch erhitzte Leiter erteilte Leitfähigkeit. S. 6.

J. Elster u. H. Geitel, Über die radioaktive Substanz, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist. S. 11.

J. D. v. d. Waals jr., Über die Veränderlichkeit der Grösse b der van der Waalsschen Zustandsgleichung mit der Dichte. S. 20.

R. Börnstein, Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft S. 20.

A. Korn, Über eine einfache Methode zur Erzeugung synchroner Rotationen an zwei entfernten Stationen unter Verwendung des Frequenzzeigers von R. Hartmann-Kempf. S. 25.

H. Lorenz, Die Wirkung eines Kreisels auf die Rollbewegung von Schiffen. S. 27.

Tagesereignisse. S. 32.

Personalien. S. 32.

Gesuche. S. 32.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Lichtstrahlung der Nernstschen Glühkörper bei veränderlicher Stromdichte.[1])

Von Leon W. Hartmann.

Bisher ist die Eigenart der Lichtstrahlung der Nernst-Lampe nur wenig im einzelnen untersucht worden. In vorliegender Arbeit wurden daher die Charakteristika der Lichtstärke des Glühkörpers einer Nernst-Lampe bei veränderlicher Stromdichte auf spektrophotometrischem Wege bestimmt.

Zu diesem Zwecke war es erforderlich, als Spektrophotometer ein Kirchhoffsches Spektrometer zu benutzen, dessen Kollimator mit zwei einseitigen Spalten versehen war. Dem einen Kollimatorspalt gegenüber war ein totalreflektierendes Prisma angebracht, so dass Licht von einer gegenüber der Fläche des reflektierenden Prismas angebrachten Lichtquelle längs einer senkrecht durch die Kollimatorachse gehenden Linie durch den Kollimatorspalt in die Kollimatorröhre reflektiert wurde. Die Intensität dieser Lichtquelle konnte daher in jedem beliebigen Teile des sichtbaren Spektrums mit einer zweiten in irgend einem Punkte der Kollimatorachse angebrachten Lichtquelle verglichen werden. Ein Rowlandsches Gitter, das auf einer mit Niveaueinstellung versehenen Metallunterplatte aufgestellt war, ersetzte das zum Instrument gehörende System von Glasprismen. Das Gitter war so angebracht, dass es in der Drehungsachse des Beobachtungsfernrohres lag. Auf diese Weise wurde ein normales Spektrum, erhöhte Intensität der weniger sichtbaren Teile des Spektrums und eine geradlinige Kalibrierungskurve erzielt.

Nachdem die Kollimatorspalten sorgfältig kalibriert worden waren, wurde das oben erwähnte Prisma vermittels eines starren Schwungarmes dem oberen Kollimatorspalt gegenüber angebracht. Der Kollimator wurde hierauf für paralleles Licht eingestellt und gut festgeklemmt, so dass seine Achse durch die vertikale Achse des Instruments hindurchging. Ein durch den Kollimator gehender Lichtstrahl fiel daher auf das Gitter und wurde in das Beobachtungsfernrohr reflektiert, dessen Okular mit Fadenkreuz und einstellbarem Spalt versehen war, so dass nur ein schmales Bereich des Spektrums zu einer und derselben Zeit beobachtet werden konnte. Das Fernrohr war vorher so eingestellt worden, dass es nur in einer Horizontalebene sich bewegen konnte. Dieses Spektrophotometer wurde in einem Dunkelraum aufgestellt und hierauf durch Vergleich mit den Spektrallinien, die man durch Verdampfung gewisser Metallsalze in einer gegenüber von den Kollimatorspalten angebrachten Bunsenflamme erzeugte, kalibriert. Infolge der mehrfachen kleineren Veränderungen, die ich später anbrachte, wurde eine ganze Anzahl erneuter Kalibrierungen notwendig. Ich fand, dass die einzige Veränderung der Kalibrierungskurve in einer gewissen Vertikalverschiebung der ganzen Kurve bestand, so dass die Kalibrierung, wie dies auch wirklich geschah, durch Vergleich mit einer Natriumflamme kontrolliert werden konnte.

Als Lichtquelle wurde unter konstantem Druck in einem Napheybrenner Nr. 4 brennendes Acetylen benutzt; derselbe war mit einem 7,94 mm im Durchmesser fassenden gegenüber angebrachten Diaphragma versehen. Der Gasdruck wurde, um jeden Fehler infolge von Gasdruckveränderungen zu verhindern, fortwährend beobachtet. Auf diese Weise wurde eine Lichtquelle von konstanter Intensität erzielt. Dieser Brenner wurde sodann ständig aufgestellt, so dass die Diaphragmenebene sich 10 cm vor der Fläche des reflektierenden

1) Ausführlich in The Physic. Review 17, 65, 1903.

Kollimatorprismas befand. In bestimmter Entfernung vor dem Kollimatorspalte wurde hierauf eine A. C. Nernst-Lampe zu 104 Volt fest angebracht, so dass der Glühkörper wagerecht stand und sich in der richtigen Höhe befand. In Serie mit der Lampe war ein Rheostat R und ein Westonscher Strommesser (A) angebracht, während an die Platin-Enddrähte des Glühkörpers die Enddrähte eines Westonschen Voltmeters gelötet waren. Das Verbindungsdiagramm ist in Fig. 1 wiedergegeben. Ein Wechselstrom von konstantem Potential wurde von einem Laboratoriums-Stromerzeuger erhalten. Oberhalb einer Stromstärke von 1,00 Ampère war es nötig, den vom städtischen Elektrizitätswerk gelieferten Strom zu benutzen, welcher sich als weniger konstant als der vom Laboratoriums-

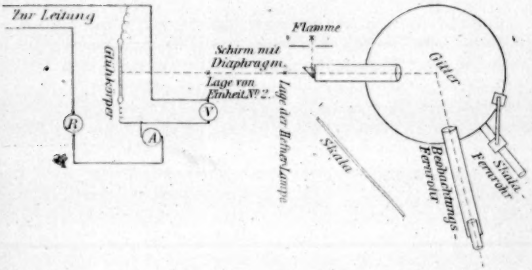


Fig. 1. Diagramm des Apparates.

Stromerzeuger erhaltene Strom erwies.

Um den von der Absorption des totalreflektierenden Prismas des oberen Kollimatorspaltes herrührenden Fehler zu eliminieren, wurde ein zweiter Napheybrenner mit Diaphragma, der dem oben erwähnten ähnlich war, 50 cm entfernt dem Kollimatorspalte gegenüber angebracht, und das Licht des ersten Brenners, welchen wir Einheit Nr. 1 nennen wollen, wurde nach dem Durchgange durch das Prisma mit dem Lichte des zweiten Brenners verglichen, welchen wir Einheitsbrenner Nr. 2 nennen wollen. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind für den Fall, dass beide Brenner Acetylengas unter genau gleichem Drucke brannten, in Fig. 2 dargestellt. Man sieht, dass der Einfluss der selektiven Absorption des Prismas ganz auffällig ist. Um die schliesslichen Ergebnisse in bestimmten bekannten Einheiten auszudrücken, wurde das Licht des Brenners Nr. 1 spektrophotometrisch mit dem Lichte der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen, die unter normalen Bedingungen brannte. Das heisst, die Hefner-Alteneck-Lampe wurde in 10 cm Entfernung vor den Kollimatorspalten aufgestellt, und das Licht der Einheit Nr. 1 in dem ganzen sichtbaren Spektrum mit dem

Acetyleneinheit Nr. 2, mit Acetyleneinheit Nr. 1 verglichen.

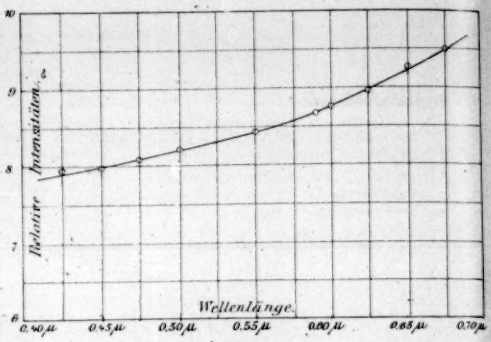


Fig. 2.

der Hefner-Lampe verglichen. Die Ergebnisse dieses Vergleiches sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Auf diese Weise kann das Licht von Einheit Nr. 2 mit dem Lichte der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen werden. Die Resultate dieses Vergleiches sind in Fig. 4 wiedergegeben, welche mit früheren Resultaten in Übereinstimmung ist. Beim Erzielen der Endergebnisse für diese Kurven liess ich die Hefner-Alteneck-Lampe an verschiedenen Tagen unter vorgeschriebenen Bedingungen brennen und bestimmte unabhängige Reihen von Werten,

Acetyleneinheit Nr. 1, verglichen mit der Hefnerlampe als Einheit.

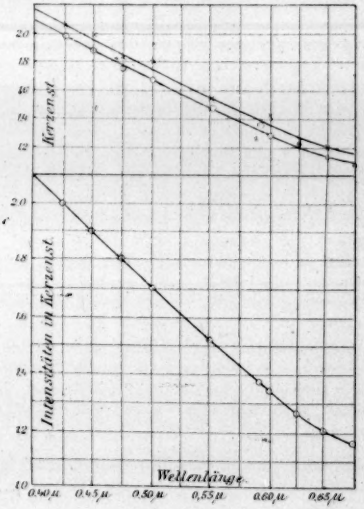


Fig. 3.

Vergleich von Einheit 2 mit Hefnerlampe. (Refl. Prisma eliminiert.)

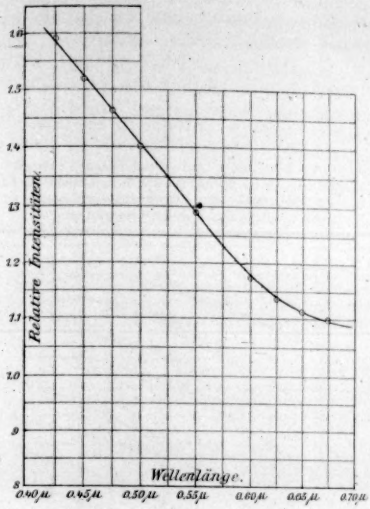


Fig. 4.

Vergleich der Nernstlampe mit Einheit Nr. 1, bei konstanter Potentialdifferenz.

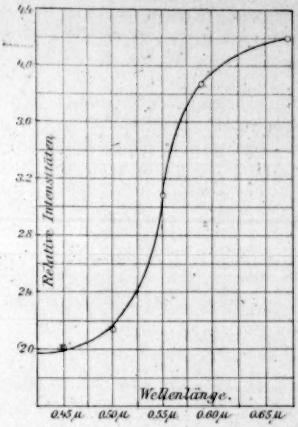


Fig. 5.

nach denen Kurven gezeichnet wurden. Die Mittelwerte der Ordinaten dieser eng miteinander übereinstimmenden Kurven wurden als Werte der Ordinate der oben erwähnten endgültigen Kurven angenommen.

Beim Vergleiche des Lichtes der Acetylenflamme mit dem des Nernstschen Glühkörpers musste natürlich zunächst als die eine Lichtquelle Einheit Nr. 1 benutzt werden, bei der die Absorption der Prismen eine Rolle spielt. Vermittels der in Fig. 2 dargestellten Kurven lässt sich das Licht von Einheit Nr. 2 mit dem des Nernstschen Glühkörpers vergleichen und auf diese Weise die Absorption des Prismas eliminieren. Aus diesem Grunde werden daher die Kurven in Fig. 6, die durch direkte Vergleichung des Lichtes des Nernstschen Glühkörpers mit dem Lichte der Einheitslampe Nr. 1 erhalten wurden, von den in Fig. 7 gegebenen differieren. Dass ein derartiger Unterschied besteht, sieht man, wenn man beide Platten betrachtet. Die ersten Beobachtungen bei dieser Untersuchung wurden an einem anderen Glühkörper angestellt als der, mit dessen Hilfe man die in vorliegender Arbeit wiedergegebenen Daten erzielte. Es war ursprünglich beabsichtigt, beim Aufzeichnen dieser Kurven die Potentialdifferenz für eine gegebene Beobachtungsreihe konstant zu erhalten. Dies zeigte sich jedoch als unzweckmässig. Die in Fig. 5 dargestellte Kurve stellt ein Beispiel hierfür dar. Die Beobachtungen begannen mit langen Wellen und dehnten sich bis zu den kurzen Wellen aus. Die Potentialdifferenz wurde konstant erhalten, ohne dass der Stromstärke irgend welche Aufmerksamkeit geschenkt worden wäre. Die auf diese Weise erzielte Kurve war eine glatte Kurve, die jedoch von den später mit konstantem Strom erzielten stark differierte. Wenn diese Beobachtungen mit einem Durchgang durch das Spektrum in umgekehrter Richtung wiederholt wurden, so ergab sich eine Kurve von ganz anderer Form. Dieses Verfahren zeigte sich daher unzweckmässig und wurde aufgegeben. Es ist wahrscheinlich, dass die Stromstärke allmählich mit der Zeit an Grösse abnahm, ohne dass die Potentialdifferenz eine anscheinende Veränderung erfahren hätte, und dass man zufällig gerade die erwähnte Kurve erhielt. Die Beobachtungen wurden daher mit einem während einer Beobachtungsreihe konstant erhaltenem Strome ausgeführt und die Ergebnisse sind in Fig. 6 graphisch dargestellt.

Beim Erzielen der Daten für diese Kurven wurden die ersten Beobachtungen bei der indizierten Normalstromkapazität der Lampe, nämlich bei 0,80 Amp., ausgeführt. Hierauf wurden Beobachtungen vorgenommen mit bis auf 0,20 Amp. abnehmenden Strömen, worauf zunehmende Stromstärken von 0,80 Amp. bis zum Maximalwert von 1,50 Amp. benutzt wurden, bei welchem Werte der an dem Glühkörper befestigte Platindraht schmolz, bevor die Beobachtungen erfolgt waren. Diese letztere Kurve verdient daher wenig Beachtung; sie ist auf den Tafeln nur einmal gegeben, nämlich

in Fig. 6, und hierauf nicht mehr in Betracht gezogen worden. Die aus den so erzielten Daten erhaltenen Kurven sind mit Buchstaben bezeichnet, *a*, *c*, *b* etc., in der Reihenfolge, in

Vergleich der Nernstlampe bei verschiedenen Stromdichten mit Einheit Nr. 1.

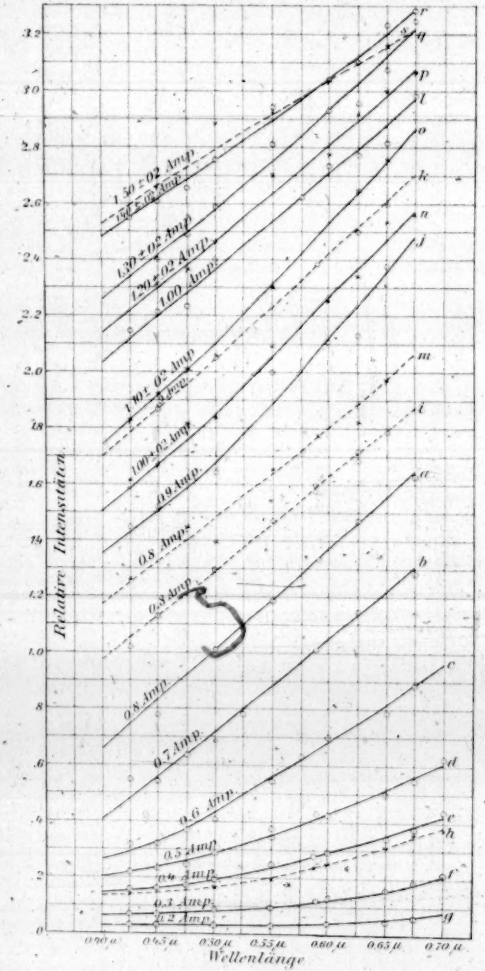


Fig. 6.

der die Beobachtung erfolgte. Bei 1,20 Amp. brannte der Eisendrahtballast der Lampe durch, worauf die Zuleitungen zur Lampe direkt mit den Enddrähten des Glühkörpers verbunden wurden und weitere Beobachtungen mit zunehmender Stromstärke für jede Beobachtungsreihe vorgenommen wurden, bis der Maximalwert des Stromes erreicht wurde.

Es mag hier bemerkt werden, dass die bei spektrophotometrischem Arbeiten notwendige Korrektion mit Bezug auf die Spaltbreite hier

Vergleich der Nernstlampe bei verschiedenen Stromdichten mit Einheit Nr. 2 bei Anbringung der Korrektionen in Bezug auf Absorptionen. Spaltbreite. Beide Lichtquellen als 50 cm vom Kollimatorspalt entfernt angenommen.

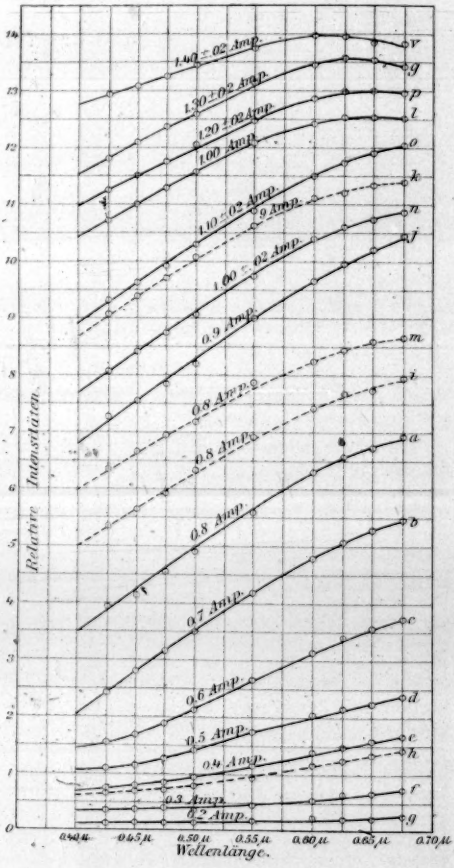


Fig. 7.

nicht angewandt wurde, weil bei der Methode, nach der die Daten und Kurven behandelt wurden, dieser Fehler korrigiert oder wenigstens auf ein Mindestmass reduziert wurde.

In den Kurven von Fig. 7, wo das Licht der Acetylenflamme graphisch mit dem Lichte des Nernst-Lampen-Glühkörpers verglichen wird, ist die Absorption des Prismas eliminiert worden. In Fig. 8 wird das Licht des letzteren graphisch mit dem der Hefner-Alteneck-Lampe verglichen. Ein Blick auf diese Kurven zeigt, dass bis zu einer Stromstärke von 1,00 Ampère die Intensitätszunahme des Lichtes

Vergl. der Nernstlampe mit der Hefnerlampe.

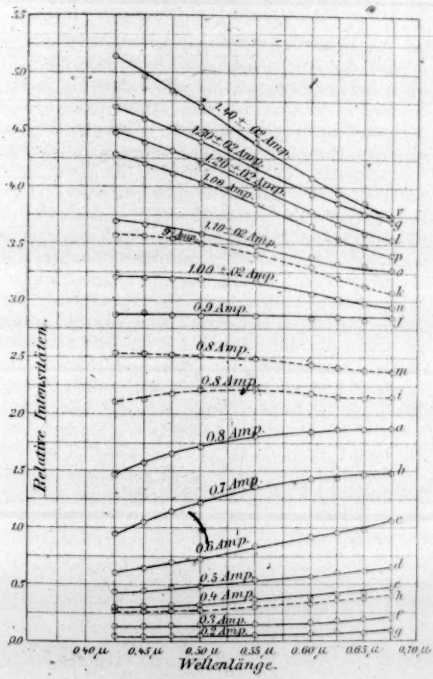
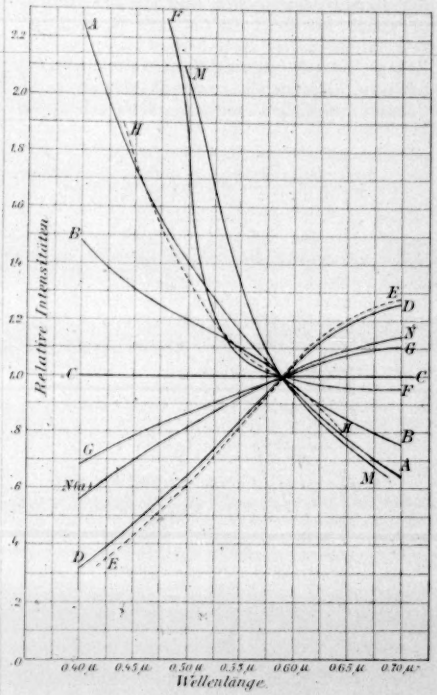


Fig. 8.

des Glühkörpers im Vergleich mit Acetylen bei langen Wellen schneller und bei kurzen langsamer erfolgt. Oberhalb dieses Wertes der Stromstärke ist der Intensitätszuwachs im Bereich der kurzen Wellen schneller und besteht eine anscheinende Intensitätsabnahme im Bereiche der langen Wellen jenseits von 0,600. Die Kurven in Fig. 9 zeigen graphisch die Beziehung zwischen den Farbeigenschaften des Lichtes der Hefner-Alteneck-Lampe und denen des Lichtes des Nernstschen Glühkörpers. Auf dieser Tafel ist auch noch zu beobachten, dass oberhalb einer Stromstärke von 0,90 bis 1,00 Amp. im Bereiche der kurzen Wellen ein relativer Intensitätszuwachs und im Bereiche der langen Wellen eine entsprechende relative Abnahme stattfindet. Bei kleineren Werten der Stromstärke ist es umgekehrt. Die punktierten Kurven in den Figuren 6—8 zeigen dieselben Stromstärkenwerte wie einige von den ausgezogenen Kurven unter ihnen auf der Tafel. Nur eine Ausnahme findet statt, und in diesem Falle ist der Unterschied so klein,

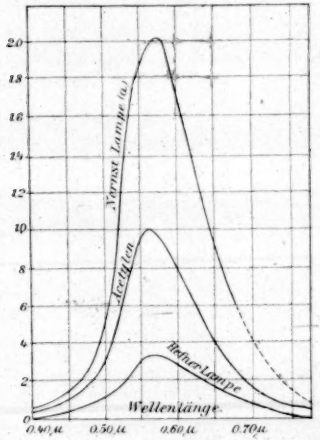


Farbe des (*A*) Acetylens in Sauerstoff, (*B*) von Acetylen-Wasserstoff in Sauerstoff, (*C*) Acetylen in Luft, (*D*) Kerosenbusch, (*E*) gewöhnl. Gasflamme, (*F*) frisches Kalklicht, (*G*) Licht von altem Kalk, (*H*) Bogenlicht, (*M*) Magnesiumlicht und (*N*) Nernstlampe. Einheit Acetylenflamme.

Fig. 9.

dass er Beobachtungsfehlern zugeschrieben werden kann, während jedoch in den anderen Fällen diese Erklärung nicht ausreicht. Diese punktierten Kurven wurden jedoch, wie man bemerken möge, an einem späteren Datum erhalten als alle entsprechenden ausgezogenen Kurven. Wenn auch der Strom konstant erhalten wurde, so deutet dies doch auf eine anscheinende Zunahme der Intensität des von dem Glühkörper bei zunehmendem Alter aus-

gesandten Lichtes. Dies ist zu erwarten, wenn der Glühkörper allmählich bei fortgesetzter Benutzung aufgebraucht wird und daher einen kleineren Querschnitt erhält, da dann ein gegebener Strom den Glühkörper um so heisser machen würde, je kleiner der Querschnitt des Glühkörpers wird. In Fig. 9 sind die Kurven verschiedener Lichtquellen, verglichen mit der Acetylenflamme als Einheit, graphisch dargestellt. Die unter normalen Bedingungen für die Nernst-Lampe sich ergebende Kurve ist gleichfalls auf die Tafel aufgetragen. Die relative Intensität der Acetylenflamme ist willkürlich als Einheit angenommen, während in den anderen Lichtquellen, die mit der Acetylenflamme verglichen wurden, dieser Teil der



Helligkeitskurven der Acetylenflamme, Nernstlampe und Hefnerlampe. Helligkeit der Acetylenflamme nach Allen.

Fig. 10.

Kurve im Bereiche der D-Linie gleichfalls willkürlich als Einheit angenommen worden ist. Aus der Tafel ergiebt sich daher, dass die der indizierten normalen Stromstärke von 0,80 Amp. entsprechende Kurve des Nernst-Lampen-Glühkörpers sehr angenähert derjenigen gleich ist, die man mit der Strahlung gealterten Kalkes erhält.

Wenn die Helligkeitskurve für die Acetylenflamme im richtigen Massstabe eingetragen und die Helligkeitskurven der Hefner-Alteneck-Lampe und Nernst-Lampe zum Vergleiche auf dieselbe Tafel aufgetragen werden, so erhält man die in Fig. 10 dargestellten Kurven. Auf dieser Tafel sind jedoch die Ordinaten der Nernst-Lampenkurve auf den dritten Teil ihres wirklichen Wertes reduziert und die Ordinaten der Hefner-Alteneck-Lampe 10fach vergrössert. Die Helligkeit des Nernst-Lampen-Glühkörpers ist daher ganz bedeutend grösser als die Intensität der als Einheit benutzten Acetylenflamme.

Wir können das Obige folgendermassen zusammenfassen:

Die leuchtende Strahlung des Nernst-Lampen-Glühkörpers ist bei der indizierten Normalstromstärke verhältnismässig reich an den längeren Wellen des Spektrums; die Lichtintensität nimmt mit dem Alter zu; ihre leuchtende Strahlung ist verhältnismässig weniger reich in den kurzen und reicher in den langen Wellen, als die der Acetylenflamme, während bei zunehmender Stromstärke die Strahlung schnell der des brennenden Acetylens ähnlich wird; bei Stromstärken unterhalb der indizierten Normalstromstärke ist der Intensitätszuwachs mit zunehmender Stromstärke in langen Wellen sehr ausgeprägt und oberhalb dieses indizierten Normalwertes der Stromstärke ist die Intensitätszunahme in den kurzen Wellen am schnellsten; bei Stromstärken unterhalb des indizierten Normalwertes ist die Nernst-Lampe im Verhältnisse ärmer an kurzen Wellen als die Flamme der Hefner-Alteneck-Lampe, während das Umgekehrte oberhalb dieses Stromstärkenwertes der Fall ist. Bei dem indizierten Normalwerte, oder ein wenig oberhalb desselben, ist die Farbe der Nernst-Lampenstrahlung derjenigen der Hefner-Alteneck-Lampe durchaus ähnlich. Die Lichtstrahlung der Nernst-Lampe ist nicht wesentlich von der Strahlung glühenden alten Kalkes verschieden.

Randall Morgansches Physikalisches Laboratorium, Universität Pennsylvania, Philadelphia, Pa.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 7. November 1903.)

Über die einem Vakuum durch erhitzte Leiter erteilte Leitfähigkeit.

Von O. W. Richardson.

Vorliegende Mitteilung ist im wesentlichen ein Referat einer bereits in den Philosophical Transactions of the Royal Society of London (Reihe A, Bd. 201, S. 497—549) veröffentlichten Arbeit. In experimenteller Hinsicht besteht die Untersuchung in der Prüfung der Leitfähigkeit des heisse Platin-, Kohle- und Natriumflächen umgebenden Raumes bei niedrigem Druck. Ausserdem ist der erste Teil der Arbeit der Ableitung einer die Versuchsresultate erklärenden Theorie gewidmet.

Die durch erhitzte Metalle erzeugte Leitfähigkeit ist zum Gegenstand einer grossen Anzahl von Untersuchungen verschiedener Autoren

gemacht worden.[1]) Die Erscheinungen sind jedoch sehr verwickelt; Betrag und Vorzeichen der Ionisierung variieren nämlich ganz erheblich mit der Natur, Temperatur und Vorgeschichte des Metalls, mit der Natur und dem Druck des umgebenden Gases und mit kleinen Veränderungen des Zustandes der Metallfläche. Verschiedene Beobachtungen führten den Verfasser zu der Ansicht, dass die negative Zerstreuung an erhitzten Metallen bei hoher Temperatur und niedrigem Druck die Erscheinung in ihrer einfachsten Form darstellt. Darunter befanden sich die Beobachtungen von Prof. McClelland[2]), dass der negative Strom von der Natur des Gases in hohem Grade und von dem Druck innerhalb von 0,04 und 0,004 durchaus unabhängig ist, ferner Prof. J. J. Thomsons[3]) Beobachtung, dass die negative Zerstreuung an heisser Kohle von Elektronen oder Korpuskeln getragen wird.

Die angewandte Versuchsmethode bestand darin, dass die Gesamtzahl der von einer auf verschiedenen Temperaturen erhaltenen Metallfläche ausgesandten negativen Ionen gemessen wurde. Mit anderen Worten, man mass die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom, der von dem heissen Metall bei negativer Ladung ausging, und dessen Temperatur. Ich fand es auch notwendig, die Beziehung zwischen Strom und elektromotorischer Kraft für die bei verschiedenen Drucken von dem betreffenden Metall hervorgerufene Leitfähigkeit zu untersuchen.

Die allgemeinen Ergebnisse der Versuche lassen sich dahin zusammenfassen, dass bei ziemlich niedrigem Druck der Strom ganz entschieden die Sättigungserscheinung zeigt. Bei niedrigeren Drucken als die, bei der man einen erheblichen Einfluss der Ionisation durch Ionenstoss erwarten kann, ist der Sättigungsstrom unabhängig vom Gasdruck (wenigstens in Luft). Schliesslich zeigt der Versuch, dass der Sättigungsstrom für alle Metalle sehr schnell mit der Temperatur des Metalles zunimmt, während sein Wert bei irgend einer bestimmten Temperatur mit der Natur des benutzten Metalles sehr bedeutend variiert.

Neuerliche Versuche des Verfassers[4]) haben das Ergebnis gebracht, dass die von erhitzten Metallen bei niedrigem Druck erzeugte positive Ionisierung sich ganz anders verhält. Dieselbe ist keineswegs eine bestimmte Funktion der Temperatur des Metalles, sondern nimmt bei fortgesetztem Erhitzen auf Null ab. Ein Platindraht, dem man auf diese Weise durch fortgesetztes Erhitzen seine ursprünglich vorhandene Fähigkeit nimmt, beim Erhitzen auf eine gegebene Temperatur positive Elektrizität zu entladen, kann diese Fähigkeit durch verschiedene Mittel wiedererlangen, z. B. dadurch, dass man ihn einige Zeit lang in die Nähe der Kathode in eine leuchtende Vakuumröhren-Entladung einbringt. Es ist daher augenscheinlich, dass die positive Zerstreuung eines erhitzten Metalles bei niedrigem Druck weniger eine innerliche Eigenschaft desselben, als vielmehr eine solche ist, welche vom Vorhandensein kleiner Mengen irgend einer Fremdsubstanz abhängt oder die vielleicht von einer vorübergehenden Eigenart des Zustandes der Fläche herrührt.

Die im obigen beschriebenen Merkmale der negativen Zerstreuung an erhitzten Metallen stehen in Übereinstimmung mit der zuerst von Prof. J. J. Thomson[1]) ausgesprochenen und vom Verfasser[2]) weiter entwickelten Ansicht, dass die negative Ionisierung von den negativen Elektronen oder Korpuskeln herrührt, welche infolge der hohen Temperatur aus dem Metall herausschiessen. Da es einfacher erscheint, die experimentellen Resultate im Lichte der Theorie zu beschreiben, so möchten wir uns gestatten, zunächst die Theorie abzuleiten und eine Erörterung derjenigen Punkte, in denen die Versuchsresultate mit den von der Theorie angegebenen differieren, auf später vorbehalten.

Anwendung der Elektronen-Theorie der Metallleitung.

Prof. Drude[3]) und Prof. J. J. Thomson[4]) haben gezeigt, dass sich die meisten elektrischen und verwandten Eigenschaften von Metallen auf Grund der Annahme erklären lassen, dass dieselben grosse Mengen von kräftig sich bewegenden geladenen Ionen enthalten, welche Träger des Stromes sind. Wir wollen uns an Thomson halten und annehmen, dass die einzigen frei beweglichen Ionen negativ geladene Elektronen oder Korpuskeln sind, deren Masse ungefähr 10^{-27} Gramm und deren Ladung 3×10^{-10} elektrostatische Einheiten beträgt, während die entsprechenden positiven Ionen von atomistischen Dimensionen sind, und den nichtionisierten Atomen insofern ähneln, als sie nur geringe Oszillationen um feste Mittelpunkte ausführen können. Die Korpuskeln innerhalb des Metalles besitzen dann, wie sich zeigen lässt, Eigenschaften, ganz ähnlich, wie die eines gewöhnlichen Gases; sie haben einen wohldefinierten Druck, eine freie mittlere Weglänge u. s. w. Neuerliche Versuche von Prof. Patterson[5])

1) Siehe J. J. Thomson, Conduction of Electricity through Gases. Cambridge 1903. Chapt. VIII.
2) Proc. Camb. Phil. Soc., **10**, 241, und **11**, 296.
3) Phil. Mag., **48**, 547.
4) Phil. Mag., Juli 1903.

1) Rapports présentés au Congrès International de Physique; Paris, **3**, 138, 1900. Vergl. Referat in dieser Zeitschr. **2**, 568, 1901.
2) Proc. Camb. Phil. Soc., **11**, 286.
3) Ann. d. Phys. **1**, 572, 1900.
4) Rapports présentés etc., l. c.
5) Phil. Mag. (6), **3**, 655.

haben gezeigt, dass die mittlere freie Weglänge der Korpuskeln bei den meisten Metallen von derselben Grössenordnung ist, wie in Gasen bei einem Druck von ungefähr 10 Atm., so dass die Ähnlichkeit zwischen den beiden Fällen wirklich eine sehr enge ist.

Wenn man die gewöhnliche Analyse der kinetischen Theorie auf ein solches System anwendet, so findet man, dass jedes Korpuskel eine Geschwindigkeit besitzt, deren Komponenten durch das Maxwell-Boltzmannsche Verteilungsgesetz gegeben sind. Es ist daher augenscheinlich, dass alle Korpuskeln vom Metall entweichen würden, wenn nicht an der Oberfläche eine Kraft vorhanden wäre, welche danach strebt, sie im Innern zu erhalten; wir wollen annehmen, dass jedes Korpuskel einen bestimmten Betrag an Arbeit auszuführen hat, um die Grenze zu überschreiten. Die hier vorgeschlagene Theorie besteht darin, dass bei zunehmender Temperatur die mittlere kinetische Energie der Korpuskeln zunimmt, und dass sie auf diese Weise die Fähigkeit erhalten, durch die Oberfläche hindurchzugehen und so die negative Ionisierung an erhitzten Metallen zu erzeugen.

Wir wollen eine unendliche ebene Fläche eines heissen Metalles betrachten, welche zu der X-Achse senkrecht steht. Nach der Maxwell-Boltzmannschen Gleichung ist die Anzahl der Korpuskeln, deren Geschwindigkeits-Komponenten zwischen u und $u + du$, $v + dv$ und $w + dw$ liegen,

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\cdot dv\cdot dw$$

wo n die gesamte Anzahl der freien Korpuskeln pro Kubikcentimeter Metall bedeutet, während m die Masse eines Korpuskels und $\frac{3}{4} k$ die durchschnittliche kinetische Energie darstellt.

Bei diesen Komponenten ist daher die Anzahl, welche die Flächeneinheit senkrecht zu u (und x) trifft, pro Sekunde

$$n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u\, e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw$$

und die Gesamtzahl der pro Sekunde auf die Oberflächeneinheit auftreffenden Korpuskeln

$$\int_0^{-\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\, dv\, dw .$$

Wenn wir, wie oben, eine schnelle Veränderung Φ der Potentialfunktion der Oberfläche annehmen, so ist offenbar der Symmetrie wegen

$$\frac{d\Phi}{dy} = \frac{d-\Phi}{dz} = 0,$$

und auch

$$mu\, du = -\frac{d\Phi}{dx},$$

woraus sich ergiebt

$$u_0 = \sqrt{u^2 - \frac{2\Phi}{m}},$$

wo u_0 die senkrechte Geschwindigkeitskomponente des Korpuskels ist, nachdem dieses aus dem Metall entwichen ist.

Hiernach ist es augenscheinlich, dass nicht alle die Metalloberfläche treffenden Korpuskeln aus derselben entweichen, sondern nur diejenigen, deren senkrechte Geschwindigkeitskomponente

$$> \sqrt{\frac{2}{m}\Phi}$$

ist. Die pro Sekunde aus der Oberflächeneinheit entweichende Gesamtmenge ist daher gegeben durch

$$N = \int_{\sqrt{\frac{2}{m}\Phi}}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} n\left(\frac{km}{\pi}\right)^{\frac{3}{2}} u\, e^{-km(u^2+v^2+w^2)}\, du\cdot dv\cdot dw$$

$$= n\left(\frac{k\Theta}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Phi}{Ra}},$$

wo k mit der absoluten Temperatur durch die Beziehung $k = (2R\Theta)^{-1}$ verknüpft und die Gaskonstante für ein einzelnes Korpuskel ist.

Den Wert des Sättigungsstromes erhält man in einfacher Weise, wenn man obigen Ausdruck mit der Ladung eines Ions und dem Inhalt der Metallfläche multipliziert. Wir können auch die von dem Metall infolge der Emission von Korpuskeln verlorene Energie in der Weise berechnen, dass wir die unter dem Integralzeichen stehende Grösse mit $\frac{1}{2} m (u + v + w)$ multiplizieren, d. h. mit der Translationsenergie eines Korpuskels, dessen Geschwindigkeitskomponenten zwischen u und $u + du$ etc. einbegriffen sind, und wie vorher integrieren.

In Anbetracht seiner Wichtigkeit für die Sonnenphysik hat Verfasser auch das Gleichgewicht von Korpuskeln in der Nähe einer ebenen heissen Metallfläche von unendlicher Ausdehnung betrachtet. Das Volumen (v) der Masseneinheit der Korpuskeln genügt, wie man feststellt, der Gleichung

$$\frac{d^2v}{dx^2} - \frac{1}{v}\left(\frac{dv}{dx}\right)^2 + \frac{4\pi E^2}{R\Theta} = 0,$$

wo x die Entfernung von der Ebene und E die von der Masseneinheit der Korpuskeln getragene Gesamtladung darstellt. Diese Gleichung wird gelöst und das Potential als Funktion von x und der Temperatur des Metalles dargestellt.

Die Versuchsresultate lassen sich vorläufig nicht ohne weiteres als Bestätigung obiger Anschauungen von dem Ursprung der negativen Ionisierung ansehen. Sie zeigen jedoch, dass der Sättigungsstrom sich in einem grossen Temperaturintervall durch eine Formel von der Form $A\,\theta^{\frac{1}{2}} \varepsilon^{-b/\theta}$ ausdrücken lässt, wo A und b Konstanten für alle Metalle sind, welche jedoch je

nach der Art, wie dieselben behandelt worden sind, ganz bedeutend variieren. Die Übereinstimmung mit dieser Formel lässt sich nicht als Beweis dieser besonderen Theorie ansehen, da man einen Ausdruck von derselben Form leicht erhalten kann, ohne in betreff der Korpuskeln innerhalb des Metalles irgend welche speziellen Annahmen zu machen. Wenn man z. B. der Analogie zwischen Verdampfung und Emission von Korpuskeln in einem Carnotschen Kreisprozess nachgeht, so kann man leicht zeigen, dass der äussere Korpuskeldruck sich in der Form von $p = C\Theta^{3/2}\varepsilon^{-w/R\Theta}$ darstellen lässt, wo w die latente Verdampfungswärme der Korpuskeln in mechanischen Einheiten und C eine Integrationskonstante bedeutet. Nun ist im stationären Zustande der Korpuskeldruck proportional zu der Anzahl der pro Sekunde von der Oberfläche fortgetriebenen Korpuskeln, so dass wir den Sättigungsstrom wiederum in der Form $S = A\Theta^{3/2}\varepsilon^{-w/R\Theta}$ erhalten. Diese Ableitungsmethode stellt natürlich keine Beziehung zwischen der Ionisierung und der Anzahl der im Inneren des Metalles enthaltenen Korpuskeln dar; da jedoch gerade hier alle augenfälligen Abweichungen zwischen Theorie und Versuch zuerst in die Erscheinung treten, so wäre es vielleicht logischer gewesen, die Formel auf diesem Wege abzuleiten. Wir wollen nunmehr daran gehen, die Versuche zu betrachten und dabei von den Einzelheiten absehen.

Anordnung der Versuche.

Bei Platin bestand das heisse Metall aus einer feinen Drahtspirale, welche an der Achse einer cylindrischen Elektrode entlang ging. Beide wurden in eine Glasröhre eingekittet, welche auf einen beliebigen Druck evakuiert werden konnte. Der Draht wurde durch einen elektrischen Strom erhitzt, und seine Temperatur aus seinem Widerstande bestimmt. Er konnte auf irgend einem beliebigen Potential bis zu 400 Volt erhalten werden, und der dann nach der umgebenden Elektrode gehende Strom, die durch einen geeigneten Galvanometer hindurch geerdet war, gemessen werden.

Vor Beginn der Beobachtungen wurde der Draht lange Zeit hindurch erhitzt, um ihn von okkludierten Gasen zu befreien, die abgepumpt wurden. Ich fand es jedoch ratsam, dieses Verfahren nicht zu weit zu treiben, da die Drähte bei zu lange dauerndem Erhitzen leicht brachen. Wenn der Draht beträchtliche Zeit hindurch auf konstanter hoher Temperatur erhalten wurde, so fand man, dass der Wert des Elektrizitätsverlustes zwischen recht weiten Grenzen unregelmässig variierte. Dies schien von dem von den Wänden abgegebenen Gase herzurühren, denn wenn der Draht sich abkühlen konnte und hierauf wieder auf dieselbe Temperatur gebracht wurde, so schienen die zuerst erzielten Ablesungen weit weniger veränderlich zu sein.

Bei Kohle wurde eine ähnliche Anordnung benutzt und der Elektrizitätsverlust zwischen einem kleinen Lampen-Glühkörper und einem umgebenden Cylinder gemessen. Die Temperatur wurde in zweifacher Weise bestimmt, nämlich erstens einmal in der Weise, dass man ein Platin-Platiniridium-Thermoelement aus sehr feinem Draht um den Glühkörper herumwickelte und zweitens, aus dem Widerstande des Glühkörpers. Bei Kohle waren die Ablesungen ganz bedeutend konstanter als bei Platin und wurde weit weniger Gas abgegeben.

Bei Natrium musste eine andere Methode angewandt werden. Das Metall wurde auf die Innenfläche eines Stahlcylinders verteilt, und der von ihm ausgehende Strom nach einem innerhalb des Cylinders angebrachten isolierten Draht gemessen. Der Cylinder wurde vermittels eines Gasofens erhitzt und die Temperatur mit einem Thermoelement aus Kupfer und Nickel bestimmt. Jedenfalls infolge der besonderen Gestalt der Elektroden und des etwas hohen Gasdruckes war der Strom bei Natrium niemals gesättigt. Aus diesem Grunde wurde an Stelle des Sättigungsstromes der Strom bei einer gewissen Potentialdifferenz gemessen.

Versuchsresultate.

Zuerst wurde die Beziehung zwischen dem Strom und der angewandten elektromotorischen Kraft untersucht, wenn das Metall auf konstanter Temperatur erhalten wurde. Strom- und E. M. K.-Kurven sind für alle drei Substanzen gegeben und zwar bei Kohle für ein beträchtliches Druckbereich. Bei Kohle und Platin wurde mit dem Strom Sättigung erzielt bei einem Potential, welches vom Gasdruck abhing. Bei Kohle waren bei einem Druck von 0,001 mm 15 Volt zur Erzielung der Sättigung ausreichend. Um die Resultate bei höheren Drucken zu verstehen, muss man annehmen, dass die Ionen durch Ionenstoss erzeugt werden.

Die Veränderung des Stromes mit der Temperatur ist in folgendem Bereich untersucht worden:

Bei Platin von 10^{-10} bis 10^{-3} Ampères pro qcm Oberfläche,
bei Kohle von 10^{-8} bis 2 Ampères pro qcm Oberfläche,
bei Natrium von 10^{-11} bis 2×10^{-2} Ampères Gesamtstrom.

Die entsprechenden Temperaturbereiche für Platin und Natrium gehen in roher Annäherung bez. von 1000° bis 1600° und von 100° bis 450°. Die schwachen Ströme an Natrium

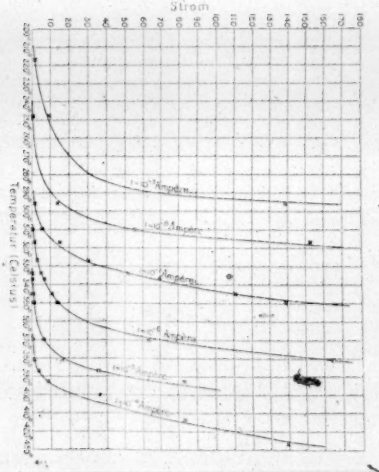
wurden mit einem Quadrantelektrometer gemessen, im allgemeinen wurde jedoch ein empfindliches Dr. Arsonvalsches Galvanometer mit geeigneten Nebenschlüssen benutzt.

Eines der auffälligsten Ergebnisse der Untersuchung besteht in den verhältnismässig ausserordentlich starken Strömen, die sich erzielen liessen. Die bedeutendste Zerstreuung, die gemessen wurde, betrug 0,4 Amp., und zwar ging dieselbe von einem Kohlenfaden nach einer in der Nähe angebrachten Elektrode; dieselbe entsprach einem Strome von 2 Amp. pro qcm Kohlenoberfläche, wenn das Potential am Kohlendraht 60 Volt betrug. Der Druck betrug bei diesem Versuch nur $^1/_{600}$ mm. Ströme von der Grössenordnung von 2 Amp. pro qcm schienen die bedeutendsten zu sein, welche sich an Kohlenfäden erzielen liessen, da dieselben durchgehend einer weiteren Erhitzung nicht standhielten.

Bei allen diesen Versuchen waren die angewandten Potentiale zu klein, als dass man eine Entladung zwischen den Elektroden hätte erhalten können.

In dem ganzen oben angeführten Bereich ist die Beziehung zwischen dem negativen Ladungsverlust und der Temperatur ähnlich zu der in beigefügtem Diagramm angegebenen, welches die Versuche an Natrium darstellt.

Infolge der sehr schnellen Zunahme des Stromes mit der Temperatur ist es unmöglich, eine längere Reihe Beobachtungen im selben Massstabe in eine Zeichnung einzutragen; wenn man jedoch eine Anzahl von Kurven zeichnet, bei denen der Wert der Ordinaten nacheinander um Vielfache von 10 zunimmt, lässt sich dies, wie ich gezeigt habe, ermöglichen. So ist in der Figur die Einheit in der ersten Kurve 10^{-9}



Amp., in der zweiten 10^{-8} u. s. w., und stellen die 6 Kurven in ihrer Gesamtheit eine kontinuierliche Beobachtungsreihe dar. Ähnliche Kurven sind für die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom an Platin und Kohle und der Temperatur gezeichnet worden.

Bei jedem Leiter lässt sich, wie es sich zeigte, die Beziehung zwischen dem Sättigungsstrom und der Temperatur durch eine Formel von der Gestalt

$$C = A\,\Theta^{1/2}\,e^{-b/\Theta}$$

darstellen, wo A und B Konstanten sind. Die für diese Konstanten gefundenen Werte sind:

Bei Platin $A = 10^{26}$, $b = 4{,}93 \times 10^4$
„ Kohle $A = 10^{34}$, $b = 7{,}8 \times 10^4$
$9{,}7 \times 10^4$
$11{,}9 \times 10^4$
„ Natrium $A = 10^{31}$, $b = 3{,}16 \times 10^4$.

Beim Reduzieren der Beobachtungen erhält man den Wert von b zuerst und berechnet hieraus den von A. Da der Wert von A durch jede kleine Veränderung des Wertes von b ganz ausserordentlich beeinflusst wird, so ist nur seine Grössenordnung gegeben.

Wenn wir unsere Ergebnisse mit der theoretischen Formel vergleichen und dabei setzen

$$A = n\varepsilon\left(\frac{R}{2m\pi}\right)^{\frac{1}{2}},$$

wo ε die Ladung eines Ions ist, so erhalten wir für n die Zahl von Korpuskeln pro ccm Metall. Bei Platin ergiebt dies $n = 10^{21}$, während Patterson[1]) 10^{22} gefunden hat. Was die anderen Leiter anbelangt, so ist die gefundene Zahl im Vergleich mit den Pattersonschen Werten von ganz absurder Grösse. Es ist jedoch leicht nachzuweisen, dass wenn b nicht eine absolute Konstante wäre, sondern mit geringer Temperaturveränderung behaftet wäre, der für A gefundene Wert sich ganz erheblich ändern würde. Wenn wir z. B. an Stelle von $b = 7{,}8 \times 10^4$ für Kohle setzen, $b = 7{,}8 \times 10^4\,(1 - 0{,}00027)$, so reduziert sich der Wert von A von 10^{34} auf 10^{26}, während die Veränderung des Sättigungsstromes mit Θ dieselbe wie vorher ist. Jedes Vielfache von Θ, das man zu b addiert, ruft in der Form der Funktion keinen Unterschied hervor, so dass wir nicht notwendigerweise annehmen können, dass

$$A = n\varepsilon\left(\frac{R}{2\mu\pi}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ist.

Wenn wir b mit Φ/R gleichsetzen, so erhalten wir die Arbeit, die zum Durchtreiben eines Korpuskels durch die Oberflächenschicht erforderlich ist (oder die latente Verdampfungswärme, je nachdem man den Vorgang auslegt). Wenn wir annehmen, dass die Arbeit aus-

1) Phil. Mag., [6], **3**, 655.

schliesslich elektrisch ist, so erhalten wir die Diskontinuität $\delta\Phi$ des Potentials der Oberfläche des Leiters, wenn wir Φ durch die Ladung eines Ions dividieren. Die hierfür gefundenen Werte betragen: Bei Natrium $\delta\Phi = 2{,}45$ Volt, bei Platin $\delta\Phi = 4{,}1$ Volt und bei Kohle $\delta\Phi = 6{,}1$ Volt. Diese Zahlen sind von derselben Grössenordnung wie der Potentialabfall, der notwendig ist, wenn ein Korpuskel durch Aufprallen[1]) ein Ion erzeugen soll, und sie sind in roher Annäherung umgekehrt proportional zu den Quadratwurzeln der Atomvolumina der betreffenden Elemente.

Der Wert von b würde je nach den Vorzeichen der Oberflächenschicht durch alles dasjenige, was eine elektrische Doppelschicht an der Oberfläche des Metalles erzeugt, erhöht oder vermindert werden. Neuere Versuche, die Herr H. A. Wilson[2]) angestellt hat, zeigen, dass der negative Ladungsverlust eines heissen Drahtes durch eine Atmosphäre von Wasserstoff erhöht und durch Kochen in Salpetersäure erniedrigt wird. Der Zuwachs des Stromes ist von einem Zuwachs von A und einer Abnahme von b, und umgekehrt, begleitet. Dies kann entweder von einer Wirkung der hier betrachteten Art herrühren, oder aber auch ein spezifischer Effekt des in dem Metall aufgelösten Wasserstoffes beim Freimachen der Korpuskeln sein.

Die erzielten Ergebnisse liefern eine vollständige Erklärung des als Edison-Effekt bekannten Phänomens. Bei allen Versuchen war der Strom, wenn der heisse Draht positiv geladen war, nur klein im Vergleich zu dem bei negativer Ladung des Metalles erzielten. Nur bei Natrium war der Strom in umgekehrtem Felde stark genug, um ein empfindliches Galvanometer abzulenken.

Der Umstand, dass derartige ausserordentlich starke Ströme bei sehr niedrigen Drucken erzielt werden, bestätigt die Schlussfolgerung, dass die Ionen nicht von dem äusseren Gase, sondern durch dessen Wechselwirkung mit dem Metall erzeugt werden. Die Rechnung zeigt, dass, wenn dem so wäre, jedes Gasmolekül zur Erzielung der bei Kohle verzeichneten Ströme 25 Ionen bei jedem Aufprall auf die heisse Metallfläche erzeugen müsste.

Wenn man die zu Anfang der Arbeit theoretisch abgeleiteten Formeln als richtig annimmt, so kann man die infolge der Ionisierung der Korpuskeln von dem Metall verlorene Energie berechnen. Man findet, dass dieselbe kleiner ist, als die in der Form einer gewöhnlichen elektromagnetischen Strahlung bei den Temperaturen emittierte, bei denen Messungen stattgefunden haben, dass dieselbe jedoch mit der Temperatur schneller zunimmt.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. November 1903.)

1) Townsend, Phil. Mag. (6), 1, 198.
2) Roy. Soc. Proc. **72**, 272.

Über die radioaktive Substanz, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist.

Von J. Elster und H. Geitel.

In einer Reihe von Mitteilungen, die mit dem Nachweis der Selbstionisierung der atmosphärischen Luft begannen, haben wir gezeigt [1]), dass die Eigenschaft der Radioaktivität nicht auf das Element Thorium und die aus dem Uranpecherz gewonnenen, vielleicht sämtlich auf Radium zurückführbaren aktiven Stoffe beschränkt ist, sondern dass sie auch der Luft und gewissen sehr verbreiteten Substanzen zukommt, die einen Teil der äusseren Erdrinde bilden. Dabei handelte es sich im allgemeinen nicht um Erscheinungen, die etwa an der Grenze des Nachweisbaren ständen, vielmehr liessen sich die für die Becquerelstrahlung charakteristischen Merkmale, die Ionisierung der Gase, die photographischen Eindrücke, sowie selbst Phosphoreszenzwirkungen insgesamt in deutlicher Weise hervorrufen.

Nicht nur die rein geophysikalische Bedeutung dieser steten Quelle von Ionenbildung in der freien Atmosphäre und besonders der mit dem Erdboden in enger Berührung befindlichen Luft, sondern auch das allgemeine Interesse, dass die grosse Verbreitung radioaktiver Vorgänge an sich darbietet, veranlasste uns dazu, ihrem Ursprunge weiter nachzugehen, d. h. die radioaktive Substanz zu suchen, deren Emanation in der Bodenluft und der Atmosphäre enthalten ist, andererseits aber auch in wesentlich statistischer Art die Abhängigkeit des Gehalts der Luft an Emanation von lokalen und klimatischen Verhältnissen zu verfolgen.

Unsere letzte Mitteilung [2]) über diesen Gegenstand enthielt das Ergebnis, dass gewisse Erdarten, nämlich thonhaltige, radioaktive Eigenschaften haben, und dass die Menge von Emanation in der Atmosphäre, gemessen an der Intensität der auf negativ geladenen Drähten niedergeschlagenen aktiven Schichten, in Mitteldeutschland durchschnittlich höher ist, als an der Nordseeküste.

Inzwischen hat Herr W. Saake [3]) in dem Alpenthale von Arosa noch grössere Beträge des Emanationsgehalts der Luft angetroffen, als sie bei uns bis jetzt beobachtet sind.

1) Diese Zeitschr. **2**, 116, 560, 590; **3**, 76, 305, 574; **4**, 439, 522.
2) Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.
3) Diese Zeitschr. **4**, 626, 1903.

Während des Monats Juli 1903 fand nun der eine von uns (Elster) Gelegenheit, Messungen der Radioaktivität der freien Atmosphäre am Nordabhang der bayerischen Alpen zu machen, während Geitel bei einem Aufenthalt im Harze die natürliche Aktivität verschiedener Erdarten prüfen konnte, die dort unmittelbar von ihrem Entstehungsorte zu entnehmen waren, während sie in der Umgebung von Wolfenbüttel erst auf sekundärer Lagerstätte vorkommen.

Wir möchten im folgenden über die Ergebnisse dieser und der durch sie veranlassten weiteren Untersuchungen berichten.

Der Beobachtungsort in den Vorbergen der Alpen war der unweit Kochel am Nordabsturze des Herzogstandes in etwa 600 m Seehöhe gelegene Weiler Altjoch. Zu den Versuchen diente wie früher in Juist das von uns konstruierte transportable Instrumentarium [1]) zur Bestimmung der Radioaktivität der Luft. Expositionszeit und Potential des exponierten Drahtes waren die gleichen wie früher. Die im Thale von Altjoch gefundenen Aktivierungszahlen [2]) A sind daher ohne weiteres mit den in Wolfenbüttel und Juist ermittelten vergleichbar. Um dasselbe auch für die in Arosa [3]) gewonnenen zu erreichen, wurde zweimal bei wolkenlosem windstillen Wetter nach der von Saake angewandten Methode verfahren, d. h. es wurde die Hochspannungstrockensäule durch eine kleine Wimshurst-Maschine ersetzt und zugleich die Expositionszeit des auf −2500 Volt geladenen Drahtes von 2 Stunden auf 30 Minuten verkürzt. Dabei fielen die Werte entsprechend der geringeren Expositionszeit kleiner aus; es ergab sich, dass sie zur Reduktion auf das von uns verwandte Mass mit etwa 2,1 zu multiplizieren sind.

Soweit es die (im allgemeinen regnerische) Witterung gestattete, wurde täglich je eine Messung auf dem oberen, nicht überdachten Balkon des Gasthauses zum Altjoch in der Zeit zwischen 9 a und 1 p ausgeführt. Für die Aktivierungszahlen ergaben sich folgende Werte:

Tabelle I.

Datum	Aktivierungszahl A	Bemerkungen
9. VII.	115,3	Regnerisch
11. VII.	91,7	Aufheiternd
18. VII.	152,2	Wolkenlos
23. VII.	97,6	Heiter, Dunst
24. VII.	94,4	Regnerisch
25. VII.	105,5	Trübe, doch kein Regen
26. VII.	130,6	Ganz rein
27. VII.	223,9	Bewölkt, sehr klare Luft
29. VII.	216,5	Verschleiert, doch kein Regen

Im Mittel ist $A = 137$.

1) Diese Zeitschr. **4**, 138, 1902.
2) Diese Zeitschr. **4**, 97, 1902; 522, 1903.
3) Saake, l. c.

Ausserdem wurden noch an drei anderen Orten Kontrollbeobachtungen angestellt und zwar:

Am 26. Juli bei wolkenlosem Himmel unter Mittag auf einer frei gelegenen ebenen Wiese in Altjoch am Ufer des Kochelsees. Auch an diesem Punkte der Thalsohle war der Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation hoch:

$$A = 100{,}7.$$

Am 22. Juli nachmittags auf einer ebenen, ausserhalb der Alpen gelegenen Wiese unweit Benedictbeurens bei heiterem Wetter. Hier war

$$A = 43{,}3.$$

Am 14. Juli nachmittags auf einem 1650 m über dem Meere und etwa 1000 m über der Thalsohle gelegenen Felsgrate des Herzogstandes. Auch hier ergab sich ein kleinerer Wert als in Altjoch, nämlich

$$A = 51{,}5.$$

Mit dem Verlassen der Thalsohle sanken also die Werte der A beträchtlich herab. Der in Altjoch zu Tage tretende Fels (Kalk), sowie die denselben überlagernde Humuserde erwiesen sich, wie eine nachträgliche Prüfung in Wolfenbüttel ergab, als inaktiv; man wird also zu dem Schlusse genötigt, dass aus grösseren Tiefen stammende Luft die Emanation der Thalluft zuführt.

Reduziert man die Aktivierungszahlen, die Saake in Arosa (ca. 1800 m über dem Meer) fand, durch Multiplikation mit 2,1 auf das von uns gewählte Mass, so ergiebt sich im Mittel $A = 91$ und ein Maximum von 260, Zahlen, welche merklich innerhalb derselben Grenzen, wie die in Altjoch (ca. 600 m ü. d. Meer) gefundenen, liegen. Es ist bemerkenswert, dass demnach ein Einfluss der Erhebung des Beobachtungsortes über dem Meere innerhalb des Alpengebietes auf den Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation nicht hervortritt.

Es erübrigt noch die in Altjoch gefundenen Werte mit den im Flachlande und an der Meeresküste früher ermittelten zu vergleichen. Man erhält so folgende Zusammenstellung:

Tabelle II.

Ort	Mittel der A	Maximum der A	Minimum der A
Juist	5	15	1
Wolfenbüttel . .	20	64	4
Altjoch . . .	137	224	92

Die Radioaktivität der Luft nimmt danach von der Nordseeküste nach dem Inneren des Kontinentes hin zu, um im Alpengebiet zu hohen Beträgen anzusteigen.

Um einen Begriff von dem reichen Gehalte der Thalluft in Altjoch an radioaktiver Ema-

nation zu geben, fügen wir noch hinzu, dass ein Draht von $^1/_2$ m Länge, der durch die von 12 gr Thoriumhydroxyd ausgehende Emanation in einem Luftvolumen von etwa 40 Litern bis zur Sättigung aktiviert wird, das Elektroskop des Zerstreuungselektrometers in etwa der gleichen Zeit entladet, wie der 10 m lange durch die Thalluft des Altjoch aktivierte Draht.

Kenner des Terrains könnten, gestützt auf die Erfahrungen Pocchettinos und Sellas[1]), J. J. Thomsons[2]) und Himstedts[3]), nach denen von zerspritzendem Wasser aus Emanation in der Luft verbreitet wird, vermuten, dass die hohe Radioaktivität der Luft im Thale von Altjoch durch den in der Nähe niedergehenden Kesselbergfall hervorgerufen werde. Das trifft jedoch nicht zu.

Am Fusse des Falles waren die Werte der Aktivierungszahlen etwa nur $^1/_3$ so gross wie in Altjoch. Drähte, ausgespannt über ausgetrockneten, gerölligen Bachbetten, die von den Fällen durch zwischenliegende Berge getrennt waren, aktivierten sich bis siebenmal so stark, als solche in der Nähe schäumender und zerspritzender Kaskaden. Dies Resultat stimmt mit den Erfahrungen Mc. Lennans[4]) überein, der ebenfalls in der Nähe des Niagara eine Verringerung der Aktivität der Luft feststellte. Höchstwahrscheinlich ketten sich die positiv geladenen Teilchen der Emanation teilweise an die durch das zerstäubende Wasser erzeugten negativen Ionen und sind so ausserstande, den von dem negativ geladenen Drahte ausgehenden Kraftlinien zu folgen. Hierfür spricht, dass ähnlich wie in Boden- und Kellerluft[5]) in der Nähe der Fälle auch positiv geladene Drähte sich, wenn auch schwächer als bei negativer Ladung, aktivieren; eine Erscheinung, die um so undeutlicher wurde, je weiter man sich von dem Fusse des Falles entfernte.

Die Untersuchungen des Erdbodens und der in ihm eingeschlossenen Luft auf Radioaktivität geschahen in der Nähe der Stadt Clausthal im Harz nach der ebenfalls schon früher dargestellten Methode[6]), die nur in Rücksicht auf die Transportfähigkeit des Apparates etwas abgeändert war. Das Exnersche Elektroskop mit aufgesetztem Zerstreuungskörper stand auf einem eben geschliffenen Eisenteller unter einer allseitig geschlossenen Glocke aus geschwärztem Messingblech von 35 cm Höhe und 18 cm Durchmesser, deren unterer, gleichfalls abgeschliffener Rand mit Vaseline bestrichen auf dem Teller ruhte. Die Ladung des Elektroskops erfolgte in bekannter Weise durch eine von oben in die Glocke eingeführte isolierte Sonde. Von zwei einander diametral gegenüber stehenden Glasfenstern diente das eine zum Beleuchten, das andere zum Ablesen der Skala des Elektroskops. Ein in der Mitte durchlochter Teller aus Zinkblech, durch dessen Öffnung der das Elektroskop tragende Zapfen frei hindurch ging, nahm die zur Untersuchung bestimmten Erdproben auf. Zwei durch Hähne verschliessbare Ansatzröhren am oberen und unteren Ende der Glocke vermittelten die Zuleitung der Luftproben, deren Emanationsgehalt untersucht werden sollte.

Die Versuche begannen mit der zuletzt genannten Prüfung der Bodenluft. Wie schon früher geschildert, wurde ein beiderseits durch Hähne geschlossenes mit Wasser gefülltes eiförmiges Gefäss von 4 Liter Inhalt von oben her mit einer in die Erde getriebenen Messingröhre durch einen Schlauch in Verbindung gesetzt; öffnete man nun beide Hähne, so floss durch den unteren das Wasser aus, während von oben her Bodenluft nachdrang. Durch Verdrängen mittels Wasser wurde dann diese unter die Glocke übergeführt. Der Erdboden besteht an der Stelle, wo die Luftproben entnommen wurden, einer Waldblösse, aus einem braungelben Thon, der durch Verwitterung des darunter liegenden Thonschieferfelsens entstanden ist und zahlreiche Bruchstücke des Muttergesteins enthält. Die Mächtigkeit der Schicht beträgt 66 bis 70 cm, in dieser Tiefe traf der in die Erde gestossene Bohrer stets auf zusammenhängendes Gestein. Trotz der geringen Tiefe, aus der demnach die Bodenluft stammte und die eine gewisse Beimengung von Freiluft wahrscheinlich macht, ergab sich eine sehr beträchtliche Aktivität. Während das durch die normale Selbstionisierung der Luft bewirkte Sinken des Potentials am Elektroskop zu ca. 6—8 Volt in der Stunde bestimmt wurde, fand sich unmittelbar nach Einleiten der Bodenluft ein Verlust von 650 Volt, der nach einer Stunde auf 800 stieg. Der Versuch wurde zu verschiedenen Zeiten mit Luft von verschiedenen (allerdings nahe benachbarten) Orten wiederholt, die gefundenen stündlichen Verluste schwankten zwischen 120 bis 980 Volt, sie waren im Durchschnitt beträchtlicher, als die nach gleicher Methode in Wolfenbüttel erhaltenen. Es versteht sich von selbst, dass die Isolation des Elektroskops unter steter Kontrolle gehalten wurde.

Daher konnte kein Zweifel daran bestehen, dass die Luft in jener Thonschicht radioaktive Emanation mit sich führte; es lag nach den

1) Naturw. Rundschau **17**, 591, 1902.
2) Phil. Mag. 591, 1902.
3) Berichte der Naturf. Gesellsch. zu Freiburg **13**, 101, 1903; auch diese Zeitschr. **4**, 482, 1903.
4) University of Toronto Studies, Physical Science Series. 1903; auch diese Zeitschr. **4**, 295, 1903.
5) Diese Zeitschr. **4**, 97, 1902.
6) Diese Zeitschr. **2**, 116, 1900.

früheren Erfahrungen nahe, in dem Thone selbst die Quelle zu suchen.

In der That erhöhte das Hineinbringen eines Quantums Thon (125 gr in lufttrockenem Zustande) in die Zinkschale den Spannungsverlust von 9,3 Volt auf 17,6 Volt in der Stunde. Der Betrag erscheint geringfügig gegenüber der Wirkung der mit Emanation beladenen Bodenluft, ist aber völlig ausreichend, die Aktivität des Thones sicher zu stellen. Wurde ein gleiches Volumen reinen Humusbodens, von derselben Örtlichkeit entnommen, das nur organische Bestandteile enthielt, in die Zinkschale gebracht, so fand sich keine Zunahme der Zerstreuung. In gleicher Weise, nur ein wenig schwächer, wie der durch Verwitterung des Schiefers entstandene Thon, erwiesen sich auch solche Proben von Lehm und Thon als wirksam, die aus Spalten von Gesteinen verschiedener Art, Spiriferensandstein und Ibergkalk, entnommen waren.

Man hätte nun erwarten sollen, dass dieselbe Eigenschaft, wie sie das Verwitterungsprodukt zeigte, auch am Muttergestein nachweisbar sein müsste. Das Versuchsergebnis war indessen negativ oder mindestens unentschieden. Thonschieferstückchen, dem Gewichte nach selbst mehr als der zuvor untersuchte Thon betragend, ergaben, in die Zinkschale gebracht, keine merkliche Zunahme der elektrischen Zerstreuung. Auch der neben dem Thonschiefer vorkommende Grauwackefels erwies sich als unwirksam. Dies Gestein ist — von der Aufbereitung der Clausthaler Erze her — in allen Graden der Zerkleinerung bis zum feinsten Staube zu haben, der ähnlich wie Thon sich im Wasser suspendieren lässt, aber bei keiner Probe, auch der feinsten nicht, liess sich eine Becquerelstrahlung mit völliger Sicherheit nachweisen. Das mechanische Zermahlen des Gesteins hat also nicht dasselbe Ergebnis, wie die natürliche Verwitterung.

Dies auffallende Verhalten lässt eine doppelte Auffassung zu. Entweder enthielt das Muttergestein in der That keine radioaktive Substanz, dann muss eine solche, da eine spontane Bildung aktiver Stoffe nach allen bisherigen Erfahrungen ausgeschlossen erscheint, in das Verwitterungsprodukt von aussen hineingetragen sein. Man könnte dabei an die Zuführung von Emanation aus der Atmosphäre durch Niederschläge denken oder an eine Diffusion radioaktiver Gase aus dem Erdinnern, deren Eigenschaft sich dem Thone mitteile.

In der That ist ja der Thon fähig, die im Erdboden enthaltene Emanation zu binden und dadurch selbst vorübergehend Aktivität anzunehmen.[1] Gegen diese Auffassung spricht, dass eine Abnahme der Wirksamkeit des natürlichen aktiven Thones im Laufe der Zeit bis jetzt noch nicht nachzuweisen war, wobei allerdings zu bedenken ist, dass die Erfahrungen noch nicht viel länger als ein Jahr zurückreichen.

Andererseits ist es aber sehr wohl möglich, dass das Muttergestein selbst den radioaktiven Stoff schon enthält, dass aber die Untersuchungsmethode nicht geeignet ist, seine Gegenwart zu zeigen. Dies kann mit der Zusammengesetztheit des Strahlungsprozesses zusammenhängen. Solange das Gestein fest ist, werden die leicht absorbierbaren α-Strahlen und die Emanation, die beide wesentlich von der Oberfläche ausgehen und die am stärksten ionisierend auf die Luft wirken, gegen die durchdringenden β- und γ-Strahlen, die aber wegen ihrer geringen Absorbierbarkeit durch Luft auf das Elektroskop weniger wirken, zurücktreten. Erst durch den Prozess der Verwitterung wird die Masse bis aufs äusserste zerkleinert und zugleich durch Hydratbildung der Übergang der Emanation in die Luft erleichtert. Wird ja doch auch die Wirkung eines Stückes Uranpecherz auf das Elektroskop in ausserordentlicher Weise durch chemische Aufschliessung, d. h. durch Überführung in emanierende Verbindungen gesteigert.

Die letztere Auffassung, die allein die Aussicht gewährt, aus den aktiven Erdproben einen primär wirksamen Stoff zu gewinnen — nach der ersteren würde es sich ja nur um induzierte Strahlung handeln — haben wir den weiteren Untersuchungen als Arbeitshypothese zu Grunde gelegt.[1])

Das Ziel, die Aktivität des natürlich vorkommenden Thones durch chemische Mittel auf geringe Stoffmenge zu konzentrieren und so der Abscheidung des wirksamen Prinzips näher zu kommen, hatte sich wegen der Geringfügigkeit der Wirkung des Ausgangsmaterials als kaum erreichbar erwiesen, nur das eine liess sich mit Sicherheit behaupten, dass — gerade wie bei der Verarbeitung des Uranpecherzes — die Wirksamkeit besonders leicht an unlösbaren Rückständen und Niederschlägen haftete. Die Prüfung verschiedener Thonarten im Harze war in der Hoffnung ausgeführt, ein Ausgangsmaterial von besonders kräftiger Aktivität zu finden, doch war diese Erwartung unerfüllt geblieben.

Da glückte es uns, in dem sogenannten „Fango", einem aus einer Sprudeltherme bei Battaglia in Oberitalien gewonnenen feinen Schlamme, der zur Herstellung von Umschlägen und Bädern von dort her importiert wird, ein

1) Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.

1) Es würde sich lohnen, eine grössere Menge eines natürlichen inaktiven thonhaltigen Silikats nach dem Aufschliessen durch Flusssäure auf Aktivität zu untersuchen. Ein mit einer kleinen Probe Feldspat gemachter Versuch ergab kein sicheres Resultat.

Material ausfindig zu machen, dessen Aktivität die der bei uns vorkommenden Thone etwa um das Drei- bis Vierfache übertrifft.[1])

Wir lassen eine Zusammenstellung folgen, in der die Aktivität der verschiedenen untersuchten Substanzen, gemessen an der durch gleiche Gewichtsmengen (125 gr) in einer Stunde an dem oben beschriebenen Apparate bewirkten Potentialabnahme aufgeführt ist; die des (trockenen) Fangoschlammes ist zur besseren Übersicht daneben als Einheit zu Grunde gelegt.

Nachdem der getrocknete Fangoschlamm[1]) mit konzentrierter Salzsäure übergossen war, wodurch die Carbonate von Calcium und Magnesium nebst einem Teile des Eisenoxydulgehalts in Lösung gingen, wurde die von einem Überschusse an Salzsäure sauer reagierende Flüssigkeit von dem unlöslichen Rückstande getrennt. Letzterer erwies sich nach dem Auswaschen und Trocknen (nach Verlauf einiger Tage) in seiner Aktivität keineswegs beeinträchtigt, vielmehr war sogar eine geringe Steigerung

Tabelle III.

Aktivität verschiedener Erdarten, je 125 gr unter der Glocke. Potentialabfall in einer Stunde, der normale Verlust ist abgerechnet.

	Ackererde aus Wolfenbüttel	Thon a. d. Nähe v. Wolfenbüttel	Höhlenlehm a. d. Baumannshöhle	Thon v. Clausthal	Thonschief. v. Clausthal	Pochkies von Clausthal	Humuserde von Clausthal	Humuserde von Altjoch	Kalkschotter v. Altjoch	Fango von Battaglia	Urankaliumsulfat zum Vergleich
Potentialabnahme i. Volt	10,4	7,5	3,6	8,3	0,0	0,9	0,0	0,0	0,5	30,3	3577
D. durch Fango bewirkte Abn. als Einheit	0,34	0,25	0,12	0,27	0,00	0,03	0,00	0,00	0,02	1	118

Da die Leitfähigkeit der Luft nach dem Einbringen der Substanz erst in einigen Tagen ihr Maximum erreicht, ist zur Abkürzung die Messung immer in der ersten Stunde vorgenommen. Zum Vergleich ist die Wirksamkeit von Uranкaliumsulfat in der letzten Kolumne beigefügt. Die Zusammenstellung kann nur ein ungefähres Bild geben, da die verschiedenen Arten der Strahlung nicht berücksichtigt sind und nur die Ionisierung der Luft als Mass benutzt ist.

Man erkennt, dass bei dem Fango am ehesten die Möglichkeit vorlag, durch chemische Behandlung eine Anreicherung der Aktivität zu erzielen. Das direkteste Verfahren hätte offenbar darin bestanden, das Rohmaterial möglichst vollständig in Lösung zu bringen und — ähnlich wie die Curies[2]) bei ihrer grundlegenden Arbeit über die Abscheidung der aktiven Elemente aus der Pechblende vorgingen — festzustellen, an welchen chemischen Bestandteilen die Aktivität vornehmlich haftete. Für unsere Hilfsmittel war diese Methode indessen nur bei kleinen Substanzmengen — etwa $^1/_2$ Kilo — anwendbar, so dass auf eine irgend erhebliche Aktivität eines Endprodukts nicht gerechnet werden konnte, doch war sie immerhin zur Orientierung wertvoll.

bemerkbar. Es hatte demnach den Anschein, als seien durch die Ausziehung der in Salzsäure löslichen Carbonate im wesentlichen nur indifferente Massen beseitigt. Wurde der Rückstand zum Zweck der Oxydation der beigemengten organischen Substanzen mit rauchender Salpetersäure unter Zusatz von Schwefelsäure erhitzt und nach Verjagung der Salpetersäure mit Flusssäure zur Entfernung der Kieselsäure in einer Bleischale abgeraucht, der verbliebene Rest in Wasser gelöst und aus dem Filtrat Eisenoxyd und Thonerde mit Ammoniak gefällt, so zeigten diese Niederschläge nach dem Trocknen eine gewisse Aktivität, die aber, auf gleiche Substanzmenge bezogen, nicht wesentlich verschieden von der des in Salzsäure unlöslichen Rückstandes war. Etwa die gleiche Wirksamkeit hatte auch ein auf dem Filter verbliebener Rest von Kohle, der von einer mangelhaften Oxydation der organischen Bestandteile herrührte. Das Ergebnis war demnach, dass die Radioaktivität des Fango die chemische Behandlung überdauert und — der alten Erfahrung entsprechend — sich leicht auf Niederschläge überträgt. Die geringe Menge der verarbeiteten Rohsubstanz schloss eine weitere Konzentration der — zwar deutlichen, aber doch recht geringfügigen — Wirkung aus.

Wird der Fango anstatt mit kalter mit siedender Salzsäure behandelt, so geht ein beträchtlicher Teil des Eisen- und Thongehalts in die Lösung über und der Rest erweist sich —

1) Es bedarf wohl kaum des Hinweises, wie nahe es liegt, die dem Fangoschlamme zugeschriebene Heilwirkung mit den Reizerscheinungen der Haut und der Nerven in Zusammenhang zu bringen, die durch Becquerelstrahlen hervorgerufen werden.

2) Sklodowska Curie, Recherches sur les substances radioactives p. 21 ff. Gauthier-Villars, Paris 1903.

1) Eine Analyse des Fangoschlammes ist ausgeführt von Herrn F. Schneider, Wien. Ber. 89, Abt. IIa, Seite 55, 1874.

immer auf gleiche Gewichtsmengen berechnet — als deutlich unwirksamer. Es ist also möglich, einen Teil des aktiven Prinzips auf diese Weise in Lösung zu bringen und es bot sich die Aussicht, unter Aufwendung einer grösseren Menge Rohmaterials auf diesem verhältnismässig bequemen Wege eine teilweise Aufschliessung zu erreichen. In der That verrät sich die so erhaltene Lösung (aus etwa 4 Kilo hergestellt) schon dadurch als aktiv, dass sie an hindurchgepresste Luft eine deutliche Menge Emanation abgiebt, wie nach den Verfahren von Sella und Pocchettino, J. J. Thomson und Himstedt erkannt wurde. Da die Radiumverbindungen bekanntlich sich wie die des Baryums verhalten und mit diesen gemeinschaftlich abgeschieden werden, so setzten wir der Lösung eine geringe Menge Chlorbaryum (2—3 gr auf die erwähnte Menge Fango) zu, das mit den darin vorhandenen Sulfaten einen Niederschlag von Baryumsulfat gab. Dieser zeigte sich nach dem Auswaschen und Trocknen mehr als hundertmal so wirksam, wie das Ausgangsmaterial. Um grössere Mengen davon herzustellen, nahmen wir die Extraktion des Fango mit Salzsäure in einem Fasse vor, in das wir etwa 20 Kilo hineinbrachten.[1]) Die Einwirkung der Säure vollzieht sich bei so grossen Massen unter merklicher Wärmeentwicklung, die den Aufschliessungsprozess unterstützt, wenn sie auch nicht so ausgiebig ist, wie anhaltendes Kochen.

Das in reichlicher Menge dabei entweichende Kohlensäuregas führte radioaktive Emanation mit sich, es verhielt sich seiner Leitfähigkeit nach etwa wie die bei uns der Erde aus 1 m Tiefe entnommene Bodenluft.

Aus der so erhaltenen Lösung konnten durch Fällung mit Chlorbaryum Niederschläge von Baryumsulfat gewonnen werden, deren Aktivität die des Ausgangsmaterials 150 mal übertraf. Wir stellen die Aktivität einiger aus Fango gewonnenen Produkte in folgender Tabelle (IV) zusammen:

Mitteilung erschienenen Arbeit von Herrn F. von Lerch[1]) über die durch Thorium induzierte Aktivität beschrieben und genauer untersucht ist. Demgegenüber ist zu beachten, dass die Wirksamkeit der Barytniederschläge innerhalb 8 Wochen fast unverändert geblieben ist; nach Ablauf dieser Zeit ist eine gewisse Abnahme bemerklich geworden. Zu welchem Endzustande diese führen wird, muss die weitere Erfahrung lehren. Vorläufig hat es den Anschein, dass ein Teil der primär wirksamen Substanz an den Niederschlag gebunden ist.

Gelegentlich einer schon mehrere Jahre zurückliegenden Beschäftigung mit den aktiven Bestandteilen des Uranpecherzes war es uns aufgefallen, dass auch in völlig vom Wismut (Polonium) befreiten Lösungen bei der Elektrolyse mit schwachem Strome die Kathode stark aktiv wurde. Die wirksame Substanz konnte wohl nur Radium sein; in welcher Art die Abscheidung erfolgte (bei der chemischen Stellung des Radiums ist ein Auftreten des Metalles selbst unmöglich), konnten wir nicht feststellen. Keinesfalls schien eine bloss induzierte Aktivität vorzuliegen, da sich eine Abnahme in der Zeit nicht herausstellte.

Wir haben nun dieselbe Methode auf die aus Fango gewonnenen aktiven Lösungen angewandt, indem wir diese in schwach saurem Zustande (um Abscheidung von Eisen zu verhindern) bei etwa 2—4 Volt elektrolysierten. Als Anode diente ein Kohlenstab. Die Kathoden (aus *Cu*- oder *Pt*-Blech bestehend) nehmen dabei eine sehr merkliche Aktivität an, obgleich ein Überzug auf ihrer Oberfläche dem Auge kaum bemerklich war. So gab ein Kupferblech von 45 cm Oberfläche, das am 5. Oktober d. J. $1^1/_2$ Stunden als Kathode in einer salzsauren Lösung aus etwa 2 Kilo Fango gedient hatte, eine Zunahme der Leitfähigkeit der Luft am Zerstreuungselektrometer von 7,8 Volt Potentialabfall pro Stunde auf 76,4, am 16. November eine solche von 6,9 Volt auf 73,8. Der Unterschied

Tabelle IV.

Aktivität der aus Fango gewonnenen Produkte, auf gleiche Gewichtsmenge berechnet.

Natürlicher Fango	Fango mit kalter Salzsäure ausgezogen	Fango mit heisser Säure behandelt	Eisenoxyd und Thonerde aus aufgeschlossenem Fango	Rest von organischer Kohle	Baryumsulfatfällung aus salzsaurer Lösung	Urankaliumsulfat zum Vergleich
1	1,01	0,50	0,97	1,2	100 – 160	118

Man könnte den Verdacht hegen, dass die Aktivität der Fällungen der Hauptsache nach eine induzierte sei, in der Weise, wie sie in einer während der Abfassung der vorliegenden ist so gering, dass er nicht mit Sicherheit verbürgt werden kann, d. h. die Aktivität des Niederschlages hat in mehreren Wochen keine wesentliche Änderung erlitten. Es handelte sich also auch hierbei nicht, wie bei den den

1) Wir bezogen unser Material von der Fango-Import-Gesellschaft, Berlin W. 64.

1) Ann. d. Phys. **12**, 745, 1903.

unsrigen auch hierin ähnlichen Versuchen des Herrn v. Lerch um ein Hinüberwandern von induzierter Aktivität zur Kathode.

Vielleicht liesse sich durch Elektrolyse grösserer Mengen von Fangoauszug mittels Platinkathoden und Ablösen der Überzüge durch möglichst geringe Mengen von Säure eine bessere Konzentration der aktiven Substanz erzielen, als durch die Barytniederschläge. Jedenfalls ist die Beimengung neutraler Stoffe bei dem elektrolytisch erhaltenen Produkte eine bei weitem geringere. Wir haben diesen Weg, der natürlich ebenfalls die Verarbeitung sehr grosser Mengen von Fango erfordern würde, nicht betreten.

Die wesentlichen Resultate der chemischen Behandlung des Fangoschlammes waren demnach:

1. Die Fällung des aktiven Prinzips durch Chlorbaryum bei Gegenwart von Sulfaten.

2. Seine Abscheidung durch Elektrolyse an der Kathode.

Da sich nun in derselben Weise Lösungen indifferenter Salze verhalten würden, denen eine äusserst geringe Spur einer Radiumverbindung zugesetzt ist, so widerspricht der chemische Befund der Annahme nicht, dass der aktive Stoff im Fango das Radium ist.

Es schien uns nun zur Herbeiführung einer Entscheidung notwendig, die Untersuchung noch von einer anderen Seite aus zu führen. Wir machten dabei Gebrauch von den Eigenschaften der von den aktiven Stoffen ausgehenden Emanation.

Bekanntlich haben schon die Curies, denen man ja auch die Entdeckung der induzierten Aktivität verdankt, das Gesetz[1]) bestimmt, nach dem diese vorübergehend durch Kontakt mit der Emanation von Radium erworbene Eigenschaft in freier Luft sich verliert.

Es gilt nämlich die Formel:

$$\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 \left(a\, e^{-\frac{t}{\Theta_1}} - (a-1)\, e^{-\frac{t}{\Theta_2}} \right)$$

in der $\mathcal{J}_0$ die anfängliche Intensität der Strahlung (unmittelbar bei Unterbrechung des Kontakts mit der Emanation), $\mathcal{J}$ die Intensität zur Zeit t bedeutet, während $a = 4{,}20$ und $\Theta_1 = 2420''$, $\Theta_2 = 1800''$ ist.

Setzt man $\mathcal{J}_0 = 100$ und rechnet $\mathcal{J}$ für Intervalle der Zeit von je 15^1 aus, so erhält man die Reihe von $t = 0$ bis $t = 120'$:

1) Sklodowska Curie, l. c. p. 110.

Da es sich wegen der Gefahr der Infektion der Beobachtungsräume bei der vorliegenden Untersuchung durchaus verbot, Versuche an Radium selbst vorzunehmen, so haben wir auf eine Wiederholung der Curieschen Messungen verzichtet, dagegen in entsprechender Weise das Verhalten der uns hier interessierenden aktiven Emanationen, nämlich der des Fangos, der gewöhnlichen Ackererde und der in der Boden- und Freiluft enthaltenen festgestellt.

Zu den Versuchen an Fango und Erde dienten geräumige cylindrische Behälter von mehr als 100 Liter Inhalt, auf deren Boden 25 Kilo trocknen Fangos oder 50 Kilo Ackererde gebracht wurden. Durch eine im Deckel dieser Gefässe angebrachte Bohrung wurde ein isolierter Draht eingeführt, der einen Bleidraht oder einen Streifen Goldpapiers trug. Mittels eines Ruhmkorffschen Induktors in Verbindung mit einer Leydener Flasche konnte in früher beschriebener[1]) Weise der Metallstreifen oder Draht 2—3 Stunden lang auf einem Potential von —3000 Volt gehalten werden. Die hierdurch auf ihm erregte induzierte Aktivität war kräftig genug, um in der ebenfalls a. a. O. dargestellten Art an dem Zerstreuungselektrometer gemessen und durch 1—2 Stunden verfolgt werden zu können.

Auf diese Weise sind die in den folgenden Tabellen aufgeführten Reihen erhalten. Da die zusammengehörigen Zahlen gut übereinstimmen, so ist es erlaubt, die Mittel zu bilden. Die Reihe der Mittelwerte kann alsdann mit den Curieschen Zahlen verglichen werden. Es zeigt sich, dass die Quotienten zweier zugeordneter Werte sehr nahe konstant sind, d. h. dass sich die Reihe der Mittelwerte von der Curieschen nur durch eine andere Anfangsintensität unterscheidet. Dividiert man mit dem Mittelwerte des gefundenen Quotienten in die Zahlen der Curieschen Reihe hinein, so ergeben sich die als „berechnet" bezeichneten Werte.

Man vergleiche hierzu die Schlussreihen der beiden folgenden Tabellen, aus denen hervorgeht, dass das Abklingen der durch Fango- oder Erdemanation induzierten Aktivität mit der vom Radium herrührenden innerhalb der Fehlergrenze der Methode übereinstimmt.

(Siehe Tabelle VI und VII.)

Wie wir früher schon mitteilten, haben wir im Garten bei unserer Wohnung eine grosse Glocke aus Eisenblech mit ihrem unteren Rande in die Erde vergraben, so dass sie einen Raum

1) Diese Zeitschr. **3**, 305, 1902.

Tabelle V.

Abklingen eines durch Radiumemanation aktivierten Körpers nach Curie für $t = 0$ bis $t = 120$

Zeit	0	15	30	45	60	75	90	105	120
$\mathcal{J}$	100	92,3	78,0	62,7	48,7	36,9	27,5	20,3	14,8

Tabelle VI.

Abklingen eines durch Fangoemanation aktivierten Metallstreifens.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
24./X.	7 =	76,0	63,4	51,5	41,9	29,7	23,3	20,5	15,2
25./X.	7 =	73,6	64,6	50,0	37,1	28,4	20,9	16,6	12,3
26./X.	7 =	76,3	63,4	50,7	38,7	29,0	22,3	18,0	14,1
27./X.	7 =	73,8	61,2	49,8	36,0	30,6	21,3	18,0	12,0
Mittel		74,9	63,2	50,5	38,4	29,4	22,0	18,3	13,4
Berechn. n. Curie:		74,1	62,6	50,4	39,1	29,6	22,1	16,3	11,9
Δ		+0,8	+0,6	+0,1	−0,7	−0,2	−0,1	+2,0	+1,5

Tabelle VII.

Abklingen eines durch die Emanation von Ackererde (ca. 50 kg) aktivierten Metallstreifens.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′
3./XI.	7 =	14,4	11,1	9,9	7,5	5,9	3,0
6./XI.	7 =	14,4	12,8	10,0[1]	8,9	4,9	3,3
Mittel:		14,4	12,0	10,4	8,2	5,4	3,2
Berechn. n. Curie:		14,9	12,3	10,1	7,9	6,0	4,5
Δ		−0,5	−0,3	+0,3	+0,3	−0,6	−1,3

1) Linear interpoliert.

Tabelle VIII.

Abklingen eines durch Bodenemanation aktivierten Drahtes.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
5./IX.	7 =	71,5	57,7	46,5	34,1	20,0	20,6	14,8	10,7
20./IX.	7 =	66,5	54,6	41,1	31,1	21,8	16,2	10,7	8,0
22./IX.	7 =	69,5	57,6	39,3	32,3	22,4	17,1	12,3	8,7
2./X.	7 =	64,4	58,3	44,9	32,3	27,5	19,2	13,6	8,7
3./X.	7 =	67,5	56,7	40,7	35,0	25,8	18,4	14,0	9,7
Mittel: =		67,9	57,0	43,7	33,0	25,8	18,3	13,1	9,2
Nach Curies Formel berechn.:		64,6	54,6	43,9	34,1	25,8	19,2	14,2	10,4
Δ		+3,3	+2,4	−0,2	−1,1	0,0	−0,9	−1,1	−1,2

Tabelle IX.

Abklingen eines durch Freiluftemanation aktivierten Drahtes.

Datum	Zeit	15′	30′	45′	60′	75′	90′	105′	120′
5./IX.	7 =	45,4	36,1	25,9	21,1	16,6	13,2	8,5	6,9
11./IX.	7 =	45,4	39,8	32,2	24,4	17,8	14,9	12,7	8,4
Mittel:		45,4	38,0	29,1	22,8	17,2	14,1	10,6	7,7
Berechn. n. Curie:		44,5	37,6	30,2	23,5	17,8	13,3	9,9	7,1
Δ		+0,9	+0,4	−1,1	−0,7	−0,6	+0,8	+0,7	+0,6

von etwa $^3/_4$ cbm abschliesst, dessen Boden aus Erde gebildet ist. Von oben können durch ein aufgesetztes Rohr isolierte Drähte eingeführt werden, die bei vorhergegangener negativer Ladung die Induktion durch Bodenemanation in hervorragender Weise zeigen. Auch hier erwies sich das Abklingen der Aktivität in guter Übereinstimmung mit der Curieschen Formel. (Vergl. Tabelle VIII.)

Schliesslich war zu erwarten, dass nun auch die durch freie atmosphärische Luft erregte Aktivität, die ja ohne Zweifel auf einem Gehalt an Bodenemanation zurückzuführen ist, sich dem gleichen Gesetze fügen würde. Tabelle IX lässt dies deutlich hervortreten.

(Siehe Tabelle IX.)

Es sei noch bemerkt, dass die Verschiedenheit der Anfangsintensitäten darauf beruht, dass die zu aktivierenden Flächen nicht überall von gleicher Grösse, und der Gehalt an wirksamer Emanation bei den verschiedenen Versuchsgruppen natürlich verschieden war. In der graphischen Darstellung geben die ausgezogenen Kurven den Abfall der durch Radium induzierten Aktivität nach der Curieschen Formel wieder, die Kreuze bezeichnen die den Beobachtungen für Fango-, Erd-, Bodenluft- und Freiluft-Emanation entsprechenden Punkte.

Zum Vergleich fügen wir noch das — schon von Rutherford eingehend untersuchte — Abklingen der durch Thoriumemanation induzierten Aktivität bei, das in der Langsamkeit seines Verlaufs ein ganz anderes Bild als das für Radium gültige darbietet. (Tabelle X.)

So weisen sowohl das Ergebnis der chemischen Untersuchung wie auch die physikalischen Eigenschaften der induzierten Aktivität mit Übereinstimmung darauf hin, dass das aktive Prinzip

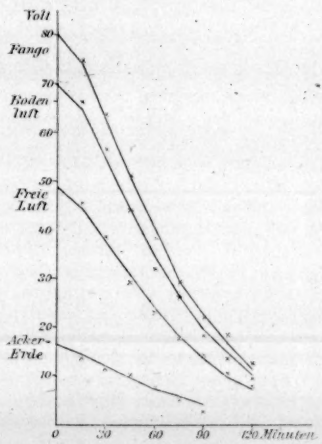
Tabelle X.

Abklingen eines durch Thoriumhydroxyd aktivierten Bleidrahtes.

A. Beobachtete Kurve für die Zeit von $t = 0$ bis $t = 62$ Stunden.

Zeit	0	$\frac{1}{2}$	1	$1\frac{1}{2}$	4	16	21	42	62
γ	40	48	53	59	53	26	18	3,5	1,3

des Fango und der verschiedenen Erdarten höchstwahrscheinlich Radium selbst ist. Rechnet man hinzu, dass nach den Untersuchungen der Herren Ebert[1]) und Himstedt[2]) die aktive Emanation, die entweder direkt dem Boden entnommen oder aus Quellwasser, in dem sie absorbiert enthalten war, durch Einblasen von Luft gewonnen ist, denselben Kondensationspunkt wie die des Radiums zeigt, so dürfte ein — zwar indirekter — Beweis für das Radium als letzte Ursache der Aktivität der Bodenluft und der der Atmosphäre für erbracht gelten können.



Wir bemerken noch, dass man Wasser, das frei von Emanation ist, also beim Hindurchpressen von Luft diese nicht in merklicher Weise aktiv und leitend macht, durch langen Kontakt mit Fango in wirksamen Zustand versetzen kann. Wir brachten am 23. August 1903 zwei Kilo Fango in einen Beutel aus Pergamentpapier und senkten diesen in 1—2 Liter unwirksamen Wassers ein. Am 22. September trieben wir 12 Liter Luft in langsamem Strome durch das Wasser unter die Glocke des Zerstreuungselektrometers. Es entstand eine Zunahme der Leitfähigkeit um mehr als das Doppelte, die nach Unterbrechung des Luftstroms bestehen blieb. Wurde die Luft in der Glocke erneuert und derselbe Versuch gemacht, nachdem das Wasser durch Auskochen von der in ihm enthaltenen Emanation befreit war, so blieb die Erhöhung der Leitfähigkeit aus.

Ohne Zweifel beladet sich in analoger Weise das Quellwasser beim Durchsickern durch aktive Erdschichten mit Emanation und zeigt dann die schon erwähnten von den Herren Sella und Pocchettino, J. J. Thomson und Himstedt untersuchten Wirkungen.

An den Nachweis der Radioaktivität, oder wie wir sagen wollen, des Radiumgehaltes des Fango und anderer Zersetzungsprodukte von Gesteinen schliessen sich von selbst noch einige Fragen an, auf die wir aufmerksam machen möchten.[1]) Die eine ist, ob auch in diesen Mineralien das Radium mit dem Uran vergesellschaftet auftritt. Ist das Verhältnis der Mengen des Urans zum Radium nur annähernd das wie in der Pechblende, so dürfte eine dahin zielende chemische Untersuchung des Fango nicht ganz aussichtslos sein. Eine andere Frage betrifft die mögliche Anwesenheit von Helium an solchen Orten, wo radioaktive Emanationen in besonders kräftiger Weise auftreten. In der That ist ja das Helium schon als Bestandteil mancher Thermalgase nachgewiesen; es wäre der Mühe wert, auch in den Gasen der Thermen von Battaglia danach zu suchen.

Ferner liegt es nahe zu erwägen, welche Aussicht etwa ein Versuch der Abscheidung des Radiums aus Fango bieten würde. Nach den Curies ist die Aktivität der Pechblende von Joachimsthal etwa zehnmal so gross wie die des Urankaliumsulfats, also nach den oben angeführten Zahlen das 1180fache von der des Fango. Rechnet man auf eine Tonne Pechblende 1 gr Radiumgehalt, so würden 1180

1) H. Ebert, Sitzungsber. der Münchener Akademie, **33**, 1, 1903.

2) F. Himstedt, Berichte der Naturf. Gesellsch. zu Freiburg i. Br. **14**, 186, 1903.

1) Die hier angeregten Fragen sowie die am Schlusse gegebenen zusammenfassenden Bemerkungen decken sich in vieler Beziehung mit denjenigen, zu denen Herr Himstedt in der zuletzt citierten Abhandlung: „Über die radioaktive Emanation der Wasser- und Ölquellen", die uns während des Abschlusses der vorliegenden Mitteilung zuging, geführt ist. Die Übereinstimmung ist um so bemerkenswerter, als Herr Himstedt eine von der unsrigen verschiedene Methode angewendet hat und in seiner ersten Arbeit — ebenso wie auch Herr J. J. Thomson — geneigt war, die Quelle der Erdbodenemanation anstatt in einem allgemein verbreiteten aktiven Stoffe in dem Kontakte der Luft mit Wasser zu suchen. Soweit unsere Untersuchungen bis Anfang September 1903 geführt waren, ist eine kurze Darstellung davon der letzten Versammlung der British Association in Southport bei Gelegenheit der Diskussion über Radioaktivität durch Herrn Dr. Lees mitgeteilt.

Tonnen Fango erst die gleiche Menge erhalten. Es kommt also der aktive Stoff hier in einer ganz ausserordentlichen Verdünnung vor, und es ist nur die ungemein empfindliche Reaktion auf das Elektroskop, die Ionisierung der Luft, durch die er sich verrät.

Andererseits ist es keineswegs ausgeschlossen, dass andere dem Fango nach Entstehungsart verwandte Produkte von Thermalquellen an sich schon eine weit beträchtlichere Anreicherung darbieten.

Es scheint wohl statthaft, die bisherigen Erfahrungen auf dem betrachteten Gebiete in folgender Weise zusammenzufassen.

Die feste Erdrinde ist die Quelle einer radioaktiven Emanation, die in gewisser nicht überall gleicher Dichtigkeit allgemein in der Bodenluft enthalten zu sein scheint. Von hier aus dringt sie einerseits durch Diffusion in die Atmosphäre besonders bei sinkendem Luftdruck ein und ist daher über dem Lande in grösserer Konzentration als über dem Meere vorhanden, andererseits löst sie sich in dem Wasser der Quellen und Brunnen und kann diesem vermittels Durchlüftung wieder entzogen werden. Der Ursprung dieser Emanation ist in einem verschwindend kleinen Gehalte an Radium in den verschiedenen Erdarten zu suchen, seine Gegenwart tritt verhältnismässig deutlich in thonhaltigen Erden hervor. Gewisse Thatsachen, wie das Vorhandensein starker Emanation in Kohlensäureexhalationen und Thermalquellen und die vergleichsweise starke primäre Aktivität des aus einer solchen stammenden Fangoschlammes scheinen darauf hinzudeuten, dass der Gehalt an Radium mit der Tiefe zunimmt oder vielleicht in vulkanischen Produkten besonders hoch ist.

Während des Drucks dieser Zeilen erhalten wir Kenntnis von zwei Arbeiten, deren Gegenstand zu dem der vorliegenden in Beziehung steht. Die erste (Water Radioactivity by E. P. Adams, Phil. Mag. 6. S. 563. 1909) bringt den Nachweis, dass hinsichtlich des Abklingens der induzierten Aktivität die Radiumemanation mit derjenigen übereinstimmt, die man aus Leitungswasser vermittels Durchlüftung gewinnen kann. Dies Ergebnis ist zu erwarten, da jene Emanation eben die des Erdbodens ist, die in dem Wasser gelöst war. Ferner findet Herr K. Koehler (Ann. d. Phys. 12, S. 1140, 1903) dass der Kontakt von Luft mit reinem Wasser, eine nachwirkende Quelle beider Ionenarten (wie es bei dem Vorhandensein aktiver Emanation der Fall sein müsste) nicht darstellt und konstatiert den Widerspruch seines Befundes mit den Ergebnissen von J. J. Thomson sowie denen der ersten Mitteilung von F. Himstedt.

Wolfenbüttel, im November 1903.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Über die Veränderlickkeit der Grösse b der van der Waalsschen Zustandsgleichung mit der Dichte.[1])

Von J. D. van der Waals jr.

In erster Annäherung, d. h. wenn das Eigenvolum der Moleküle sehr viel kleiner ist als der Raum, in welchem sie sich befinden, bedeutet die Grösse b der Zustandsgleichung von van der Waals das vierfache Volum der Moleküle (welche Kugelform haben sollen) oder das halbe Volum der Deckungssphären; diesen Wert nennen wir b_∞. Van der Waals hat nun nachgewiesen, dass b einer Korrektion bedarf, weil die Deckungssphären einander teilweise bedecken. Zählt man den Raum, welcher zwei Deckungssphären gemein ist, nur einmal, so bekommt man

$$b = b_\infty - \frac{17}{32}\frac{b_\infty^2}{V}.$$

Auf einem anderen Wege fand Boltzmann

$$b = b_\infty - \frac{3}{8}\frac{b_\infty^2}{V}.$$

Bis jetzt war noch in keiner dieser Rechnungen ein Fehler nachgewiesen, so dass man nicht wusste, ob $\frac{17}{32}$ oder $\frac{3}{8}$ der richtige Wert war. Ich glaube jetzt diese Frage lösen zu können. van der Waals hat nämlich übersehen, dass auch die Wand teilweise innerhalb der Deckungssphären fällt und dass dafür auch eine Korrektion angebracht werden muss. Schliesslich zeigt sich die Korrektion nur abhängig von der Differenz der Bruchteile, welche angeben, welcher Teil der Deckungssphären und welcher Teil einer ebenen Wand innerhalb anderer Deckungssphären fällt. Wegen der Kugelform nämlich ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Punkt einer Deckungssphäre innerhalb einer anderen Deckungssphäre fällt, grösser wie die korrespondierende Wahrscheinlichkeit für einen Punkt einer ebenen Wand.

Eine leichte Rechnung giebt nun

$$b = b_\infty - \frac{3}{8}\frac{b_\infty^2}{V}$$

den Wert, schon gefunden von Boltzmann, der aber einer längeren Kalkulation bedurfte.

1) Ausführlich in Arch. Néerl. **3**, 285, 1903.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Einige Versuche über Elektrizitätszerstreuung in Luft.[1])

Von R. Börnstein.

Die elektrische Leitfähigkeit der Luft hat sich bei neueren Untersuchungen abhängig von

1) Vorgetragen in der Sitzung d. Deutsch. Physik. Ges. vom 13. November 1903.

mancherlei Einwirkungen gezeigt, die ihrerseits wiederum durch örtliche Besonderheiten beeinflusst erscheinen. In der Absicht, solche Einzelheiten am hiesigen Orte zu untersuchen, wurden die im nachfolgenden beschriebenen Beobachtungen unternommen.

Zu den Messungen diente der bekannte Zerstreuungsapparat von Elster und Geitel mit Bernsteinisolierung, hergestellt von O. Günther in Braunschweig, dessen Gehäuse, Schutzcylinder und Deckel stets zur Erde abgeleitet wurden. Um störende Ladungsvorgänge in der Isolierungsvorrichtung zu vermeiden, wurde sorgfältig darauf geachtet, dass das Instrument vor jeder Ablesung eine Viertelstunde lang mit Ladung desjenigen Vorzeichens versehen war, welches für die bevorstehende Messung in Betracht kam. Die vortreffliche Isolierung gestattete es, die ohne Zerstreuungskörper etwa geschehende Abgabe von Elektrizität zu vernachlässigen und die Beobachtungsergebnisse durch die Grössen darzustellen:

$$E = 100 \log V_0/V; \quad a = E/15 \cdot 0{,}4343\,(1 - n),$$

worin V_0 die in Volt ausgedrückte Ladung des Elektrometers bei Beginn der Messung bedeutet, V dasselbe 15 Minuten später, E die inzwischen vom Zerstreuungskörper neutralisierte Elektrizitätsmenge, n das Verhältnis der Kapazitäten des Elektroskopes ohne und mit Zerstreuungskörper. Dann ist a das übliche Mass für die Zerstreuung.

Zunächst untersuchte ich die Leitfähigkeit von Kellerluft. Die Herren Elster und Geitel[1]) fanden in der Baumannshöhle die Elektrizitätszerstreuung neunmal gegen die Aussenluft vermehrt, in einem Wolfenbütteler Keller sechsmal, während von anderen Orten grössere [München][2]) und kleinere [Clausthal und Zinnowitz][1]) Unterschiede gemeldet, im Kalisalzbergwerk bei Vienenburg[1]) sogar eine geringere Leitfähigkeit als aussen gefunden wurde. Neuerdings hat Herr Gockel[3]) in Freiburg (Schweiz) einen in Süsswasser-Molasse-Boden liegenden Keller untersucht und dort die Leitfähigkeit wenig grösser als im Laboratorium und bedeutend schwächer als in der freien Luft gefunden; dagegen wies Herr Himstedt[4]) in Freiburg (Baden) fünf- bis sechsmal stärkere Zerstreuung in der Luft eines seit drei Wochen verschlossenen Kellers, verglichen mit Zimmerluft, nach.

Von den meinerseits untersuchten beiden Kellern ist der eine gegen 20 cbm gross und an mein im Berliner Vorort Wilmersdorf gelegenes Wohnhaus derartig herangebaut, dass sein mit Ziegeln belegter Fussboden sowie drei seiner Seitenwände in dem umgebenden Sandboden liegen, während die vierte Seite an das Haus grenzt und hier durch Treppe und Fallthür mit den höher gelegenen Räumen verbunden ist. Leider ist der Luftabschluss von dieser Seite recht unvollkommen, und ausserdem trägt die Decke des Kellers, welche in Höhe des äusseren Erdbodens liegt, zwei mit Ventilationsöffnungen versehene Erhöhungen. Diese Öffnungen, sowie die Eingangstür wurden drei Tage lang verschlossen gehalten, ehe die Versuche begannen. Die Messungen fanden abwechselnd im Keller und in meinem, im hochliegenden Erdgeschoss desselben Hauses befindlichen Arbeitszimmer nahe an dem geöffneten Fenster statt. Die erste Versuchsreihe vom 24. bis 26. April d. J. zeigte sehr geringe Unterschiede, sogar etwas kleinere Zerstreuung im Keller. Eine zweite Reihe vom 12. bis 14. Mai ergab als Mittel:

	$a-$	$a+$
im Keller	0,68	0,56
im Arbeitszimmer .	0,46	0,43

Die Anfangsladungen des Zerstreuungskörpers lagen dabei zwischen 210 und 220 V, der Ladungsverlust in 15 Minuten betrug durchschnittlich:

im Keller	$-11{,}4\ V$	$+9{,}6\ V$
im Arbeitszimmer	$-8{,}8\ V$	$+7{,}2\ V$

Hierauf setzte ich die Messungen im Gebäude der Landwirtschaftlichen Hochschule fort, und zwar in einem Keller von etwa 19 cbm Grösse, der mit einer Wand an den äusseren Boden (feinkörniger Talsand), im übrigen an Nachbarräume grenzte; der Fussboden ist gleichfalls mit Ziegeln belegt. Eine Tür, ein Fenster und ein Ventilationsschacht wurden vier Tage lang möglichst gut verschlossen gehalten, und dann die Messungen ausgeführt und sogleich im physikalischen Laboratorium im zweiten Stockwerk der Hochschule unmittelbar neben dem offenen Fenster wiederholt. Die Messungen vom 15. Mai ergaben:

	$a-$	$a+$
im Keller . . .	0,84	0,84
im Laboratorium .	0,64	0,49

Die Ladungsverluste betrugen im Keller -15 und $+15$, im Laboratorium -12 und $+8\ V$.

Ganz ähnlich verlief eine im Juli ausgeführte Beobachtungsreihe, welche noch etwas mehr Überschuss der Zerstreuung im Keller ergab, und hieraus darf wohl gefolgert werden, dass auch in hiesiger Gegend die Luft in Kellern

1) Elster und Geitel, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. München 1903. Diese Zeitschr. **4**, 522, 1903.
2) Ebert, Denkschr. d. luftelektr. Komm. f. d. Versamml. d. kartell. Akad. Göttingen 1902. Diese Zeitschr. **4**, 93, 1902.
3) Gockel, Diese Zeitschr. **4**, 604, 1903.
4) F. Himstedt, Ber. der Naturf. Ges. Freiburg **13**, 101, 1903. Diese Zeitschr. **4**, 482, 1903; Ann. d. Phys. **12**, 107, 1903.

grössere Leitungsfähigkeit hat als in anderen Räumen. Freilich ist der Unterschied recht gering, und es bedarf noch weiterer Untersuchung, ob vielleicht ein besserer Abschluss der Keller nach aussen hin und ein weniger dichter Fussboden grössere Zerstreuungswerte in der Kellerluft hätten auftreten lassen.

In Ergänzung dieser Versuche wurde nun Luft aus dem Boden gesaugt und auf Leitfähigkeit geprüft. Solche Versuche sind zuerst von Elster und Geitel[1]) ausgeführt, welche im ton- und kalkhaltigen Gartenland von Wolfenbüttel zwischen 16- und 4mal, in Einzelfällen bis zu 30mal grössere Elektrizitätszerstreuung durch Bodenluft, wie in reiner Zimmerluft fanden. In München massen Ebert und Ewers[2]) eine auf das 22fache erhöhte Leitfähigkeit der Bodenluft und fanden dabei stets die Zerstreuung der positiven Ladung etwas kleiner, als diejenige der negativen. Die in verschiedenen anderen Gegenden angestellten Versuche[3]) ergaben Zahlen, welche zwischen den genannten und 1,01 für Wilhelmshöhe (Basalt) liegen; Gockel[4]) fand in Freiburg (Schweiz) in einem Boden aus Süsswasser-Molasse, stellenweise mit Diluvialgeschiebe bedeckt, etwa dreimal so grosse Leitfähigkeit wie in Zimmerluft.

Zum Ansaugen der Bodenluft benutzte ich ein für geologische Zwecke hergestelltes Stahlrohr, dessen Höhlung durch einen Stahlstab ausgefüllt wird. An der Aussenseite des unteren Endes trägt das Rohr ein Gewinde, dessen Spitze durch das herausragende Stabende gebildet wird, oben wird durch einen aufgeschraubten Griff das Rohr verschlossen und der Stab an seiner Stelle festgehalten. Ist das Rohr in den Boden geschraubt, so kann nach Abnehmen des Griffes ein zweites Rohr gleicher Art mittels passender Gewinde an das erste gesetzt und eine Tiefe von 2 m erreicht werden. Entfernt man dann den inneren Stab und setzt ein Schlauchstück an das obere Rohrende, so liefert der Apparat in Verbindung mit einer Flasche, aus welcher Wasser ausfliesst, Bodenluft, und zwar aus der unmittelbaren Umgebung des unteren Rohrendes; denn das Ganze ist so glatt in die Erde gebohrt, dass ein Festtreten oder Angiessen nicht erforderlich ist. Diese Vorrichtung, deren Benutzung ich der Freundlichkeit meines Kollegen, des Herrn Professor Gruner, verdanke, wurde im Hofe der Landwirtschaftlichen Hochschule, nahe bei dem vorerwähnten Keller benutzt, um mehrere Glasflaschen von etwa je 10 Liter Inhalt mit Bodenluft aus 1 bis 2 m Tiefe zu füllen. Auch hier besteht der Boden aus feinkörnigem, steinfreiem, sogenanntem Talsand.

Zur Untersuchung der Luft diente ein Glascylinder von etwa 12 Liter Inhalt, 18 cm Durchmesser und 47 cm lichter Höhe, der aufrecht stehend oben und unten mit luftdicht schliessenden und je einen Stopfen tragenden Deckeln versehen, sowie innen mit Drahtnetz ausgekleidet war. Jeder der Stopfen enthielt ein Glasrohr zum Ein- und Ausfüllen der Luft, ferner eine Drahtleitung, welche unten dauernd die Erdleitung für das Drahtnetz und das Gehäuse des Zerstreuungsapparates bildete, oben nach Bedarf die Ladung des Zerstreuungskörpers ermöglichte. In diesem Cylinder war der Zerstreuungsapparat ohne Schutzcylinder und Deckel aufgestellt und konnte durch das Drahtnetz hindurch beobachtet werden. Durch ein Bleirohr von etwa 3 m Länge war der Versuchscylinder mit der Wasserluftpumpe verbunden. Mit deren Hilfe wurde am 5. Juni der Cylinder bis auf etwa 90 mm Quecksilberdruck entleert und sodann mit Bodenluft gefüllt, die unmittelbar vorher aus dem Boden entnommen war und deren Raum in den Flaschen durch Wasser ausgefüllt wurde. Zu den nachfolgenden Messungen wurde dem Zerstreuungskörper jedesmal eine Ladung von nahezu + oder − 200 *V* erteilt. Die Zerstreuung wird angegeben durch die Grösse *a*, daneben in Klammern durch die Anzahl der in einer Viertelstunde neutralisierten Volt. Es fand sich:

	$a-$	$a+$
am 5. Juni . . .	—	3,71 (70 *V*)
1½ Stunde später	5,54 (95 *V*)	—
am 6. Juni . . .	4,68 (84 *V*)	—
½ Stunde später	—	4,84 (88 *V*)
am 8. Juni . . .	—	2,56 (62 *V*)
½ Stunde später	2,62 (51 *V*)	—

An den folgenden Tagen nahmen die Beträge stetig ab, und die mit Ausnahme des 7., 9. und 14. bis zum 20. Juni täglich ausgeführten Messungen von $a-$ und $a+$ lassen erkennen, dass die Leitfähigkeit zuerst erheblich vermehrt war und am ersten Tage noch stieg, dann aber langsam sank, bis nach etwa zwei Wochen der gewöhnliche Wert für Zimmerluft mit $a = 0{,}2$ bis 0,3 (5 bis 6 *V*) wieder erreicht war. Die grösste beobachtete Leitfähigkeit der Bodenluft erwies sich etwa 20mal so gross, als diejenige der Zimmerluft. Dies ganze Verhalten entspricht den vorher genannten, in München gewonnenen Beobachtungen. Ob hier auch Unipolarität in der Bodenluft herrscht, kann aus den Einzelmessungen nicht entnommen werden, weil in den dazwischen liegenden beträchtlichen Zeiten zweifellos erhebliche Änderungen der

1) Elster und Geitel, Diese Zeitschr. **3**, 574, 1902.
2) Ebert und Ewers, Diese Zeitschr. **4**, 162, 1902.
3) Zusammengestellt bei Elster und Geitel, vgl. Citat aus 1903.
4) A. Gockel, Diese Zeitschr. **4**, 604, 1903.

Leitfähigkeit stattfanden. Vereinigt man aber die ersten 6 (5. bis 12. Juni) und die ersten 12 (5. bis 20. Juni) Beobachtungstage zu Mittelwerten, so findet sich:

	a_-	a_+
Durchschnitt der ersten 6 Tage	2,71 (52 *V*)	2,68 (47 *V*)
Durchschnitt der ersten 12 Tage	1,61 (31 *V*)	1,39 (28 *V*)

Da an den einzelnen Tagen immer abwechselnd mit positiver oder mit negativer Ladung begonnen wurde, beziehen sich die Mittelwerte nahezu auf den gleichen Zeitpunkt und können in der That dahin gedeutet werden, dass in der untersuchten Bodenluft eine stärkere Zerstreuung der negativen Elektrizität stattfand.

Am 22. Juni wurde der Versuch nochmals begonnen. Bodenluft aus 1 m Tiefe an der nämlichen Stelle entnommen und in den Versuchscylinder gebracht, lieferte folgende Zerstreuungswerte:

	a_-	a_+
am 22. Juni . . .	—	4,53 (80 *V*)
½ Stunde später	6,02 (98 *V*)	—
am 23. Juni . . .	5,07 (92 *V*)	—
½ Stunde später	—	5,08 (88 *V*)

Hierauf wurde der Versuchscylinder mit Zimmerluft ausgespült und von neuem mit Bodenluft gefüllt, die am Vortage aus etwa 1,70 m Tiefe gesogen und in einer Glasflasche aufbewahrt war. Es wurde zunächst nur die Zerstreuungsgeschwindigkeit positiver Ladungen gemessen, um den zeitlichen Verlauf einigermassen ununterbrochen zu verfolgen, und dabei ergaben sich Werte, die mit $a_+ = 4{,}78$ (87 *V*) beginnend, innerhalb dreier Stunden bis $a_+ = 6{,}87$ (99 *V*) stiegen. Bei derselben Füllung des Cylinders wurde am 24. Juni $a_+ = 6{,}62$ (96 *V*) und vier Stunden später $a_+ = 6{,}88$ (101 *V*), am 25. Juni $a_+ = 5{,}11$ (78 *V*) gefunden.

Die hierauf neu in den Cylinder gefüllte Bodenluft hatte sich drei Tage lang in den Glasflaschen befunden, zeigte aber auch noch deutlich vermehrte Leitfähigkeit, namentlich für negative Elektrizität. Es liess also auch dieser zweite Versuch erkennen, dass die aus dem Boden geholte Luft an Leitungsfähigkeit zuerst noch zunahm, und dass die Negativzerstreuung überwog. Der erreichte Maximalwert betrug hierbei fast das 30fache der für Zimmerluft ermittelten Grösse.

Schreibt man diese Erscheinungen dem Einfluss der auf die Keller- und Bodenluft wirkenden Erdmassen zu, so erscheint es denkbar, die wirksame „Emanation" des Bodens auch im Grundwasser zu finden. Demgemäss untersuchte ich den Einfluss des Wassers, welches einer in Wilmersdorf neben dem Hause stehenden Pumpe entnommen war, auf den Zerstreuungsapparat. Durch vorausgehendes Abpumpen wurde das in der Röhre befindliche Wasser entfernt und mit dem hierauf ausfliessenden Wasser Fliesspapierstreifen benetzt, die sogleich an die Innenseite des Schutzcylinders gelegt wurden. Der nach oben durch den Deckel abgeschlossene Innenraum dieses Cylinders und somit die unmittelbare Umgebung des Zerstreuungskörpers erfüllte sich nun mit dem Dampf jenes Wassers. Es gelang aber nicht, eine deutliche Änderung der Zerstreuungsgeschwindigkeit hierbei zu bemerken.

Um auch an der zweiten Beobachtungsstelle eine etwaige Beeinflussung der Versuche durch das Grundwasser zu berücksichtigen, setzte ich dort die Beobachtungen fort. Drei Glasgefässe wurden mit durchbohrten Stopfen und je zwei Glasröhren so eingerichtet, dass Luft in kleinen Blasen hindurchgesaugt werden konnte und dabei insgesamt eine Wasserschicht von 90 cm durchlaufen musste. Diese Gefässe wurden mit dem zu untersuchenden Wasser gefüllt, der Versuchscylinder durch die Wasserluftpumpe auf 80 bis 100 mm Quecksilberdruck (bei Untersuchung des Brunnenwassers auf 40 mm) evakuiert und hierauf mit Zimmerluft gefüllt, welche langsam in kleinen Bläschen durch die Wassergefässe perlte. Es ergab sich durchaus keine Zunahme der Zerstreuungsgeschwindigkeit, gleichviel ob die Gefässe mit Leitungswasser gefüllt waren oder mit dem Wasser einer Pumpe, in deren unmittelbarer Nähe die vorher erwähnten Luftproben aus dem Boden entnommen waren. Ebenso verliefen Versuche, bei denen der Versuchscylinder einerseits mit der Pumpe, andererseits mit den Wassergefässen verbunden war und Luft bis zur Dauer von zwei Stunden hindurchgeführt wurde. Ihre Leitungsfähigkeit unterschied sich nicht merklich von den vorher und nachher gemessenen Beträgen.

Während diese letztere Wahrnehmung mit den Angaben von Himstedt[1]) nicht übereinstimmt, verlief ein anderer Versuch hier genau so, wie bei diesem und einigen anderen Beobachtern, nämlich die Vermehrung der Leitfähigkeit von Luft, die mittels eines Wassergebläses in sehr innige Berührung und Mischung mit Wasser gebracht wird. Von J. J. Thomson[2]), Pocchettino und Sella[3]), Ebert[4]) und Himstedt wird berichtet, dass auf solche Art die Leitfähigkeit bis auf den zwanzigfachen (Thomson) Wert gesteigert werden kann. Bei Thomson erscheint die Positivzerstreuung grösser, bei den anderen Beobachtern wird ein solcher

1) Himstedt, l. c., S. 105; Ber. d. Naturf.-Ges., Freiburg **14**, 181, 1903.
2) J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. Soc. **11**, 505, 1901—1902; Phil. Mag. (6) **4**, 352, 1902.
3) A. Pocchettino und A. Sella, Rend. Linc. (5) **11**, [1], 527, 1902.
4) H. Ebert, Münch. Sitzber. **33**, 133, 1903.

Unterschied nicht angegeben. Es wurde nun an derselben Wasserleitung, die zu den eben beschriebenen und negativ ausgefallenen Versuchen das Wasser geliefert hatte, eine Geisslersche Wasserluftpumpe angebracht und mit ihrem Saugrohr eine Bleiröhre von 3 m Länge verbunden, die zu dem vorher beschriebenen gläsernen Versuchscylinder führte und aus dessen oberer Zuleitung die Luft heraussog. Der untere Teil der Geisslerpumpe war mittels Stopfens luftdicht in eine Glasglocke von etwa 3,5 Liter Grösse geführt, welche in einer flachen Glasschale stand, so dass das aus der Pumpe in die Glocke tretende Wasser über den Rand der Schale abfloss. Vom Oberteil der Glocke führte ein zweites Bleirohr die in der Glocke zusammengedrückte Luft nach dem unteren Zuleitungsrohre des Versuchscylinders. Es war also die in den Apparaten (Versuchscylinder und Glocke) eingeschlossene Luft in dauerndem Kreislauf und wurde dabei in der Pumpe sehr innig mit beständig erneuertem Wasser gemischt.

Ein mit dieser Vorrichtung ausgeführter Versuch lieferte folgende Zahlen. Nachdem alle Apparatteile miteinander verbunden waren, betrug im Cylinder die Zerstreuung der jetzt darin befindlichen Zimmerluft:

$a-$	$a+$
0,29 (7,5 V)	0,28 (7 V)

Als hierauf ohne sonstige Änderung die Pumpe anderthalb Stunden in Gang gewesen war, fand sich:

	$a-$	$a+$
		2,38 (49,5 V)
eine halbe Stunde später	3,44 (63 V)	
am folgenden Tage	4,11 (70 V)	
eine halbe Stunde später		3,39 (57,5 V)
noch eine halbe Stunde später	3,67 (63 V)	
noch eine halbe Stunde später		3,00 (53 V)

Also Zunahme der Leitfähigkeit auf ungefähr das Zehnfache des Anfangswertes, Erreichung des Höchstbetrages am zweiten Tage, und anscheinend etwas stärkere Vermehrung der Negativzerstreuung.

Ein zweiter Versuch verlief an einem anderen Tage ganz ähnlich; die Pumpe wirkte eine halbe Stunde lang und hob die Leitungsfähigkeit auf den drei- bis vierfachen Wert.

Um diesen Vorgang weiter zu verfolgen, wurde nun versucht, durch inniges Berühren und Mengen der Luft mit Wasser auch auf andere Weise die gleiche Wirkung zu erzielen. Eine gläserne Flasche von etwa 1 Liter Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Stopfen, Zuflussrohr und Heber versehen. Durch das Zuflussrohr und einen Schlauch wurde aus der Wasserleitung beständig Wasser zugeführt, durch den Heber ebensoviel entfernt, so dass eine fortwährend erneuerte Wassermenge von etwa 200 bis 300 ccm sich in der Flasche befand. Durch kräftiges Schütteln mit den Händen brachte man die in der Flasche vorhandene Luft in innige Berührung mit dem Wasser und sog, als diese Bewegung 20 Minuten gedauert hatte, die Luft in den Versuchscylinder. An einem anderen Tage wurden drei Literflaschen zu etwa einem Viertel mit Wasser gefüllt, fest verschlossen und nun anderthalb Stunden lang in einer für chemische Zwecke gebauten Schüttelvorrichtung lebhaft bewegt. In den Versuchscylinder übergeführt, bewirkte die aus diesen Flaschen kommende Luft ebensowenig eine vermehrte Zerstreuungsgeschwindigkeit, wie das in dem vorigen Versuche geschehen war.

Mehr Erfolg brachte ein anderes Verfahren. Eine Glasflasche von nahezu 10 Litern Inhalt wurde mit doppelt durchbohrtem Kork, Zufluss- und Heberrohr versehen; das Zuflussrohr endete dicht unter dem Kork und trug hier mittels eines kurzen Stückes Kautschukschlauch ein in senkrechter Stellung befindliches Messingrohr von etwa 1 cm Weite und 5 cm Länge, in dessen Wand nahe über dem verschlossenen unteren Ende zwölf feine Öffnungen gebohrt waren. Wurde das Zuflussrohr mit der Wasserleitung verbunden, so konnte man in zwölf dünnen Strahlen Wasser in die Flasche treten und gleichzeitig durch das Heberrohr eine ebenso grosse Wassermenge ausfliessen lassen. Der stationäre Zustand war leicht zu erreichen durch passende Höhenlage des äusseren Heberendes, welches mittels eines Schlauches an das im Stopfen befestigte Heberrohr angesetzt war. Der Wasserspiegel wurde in nahezu gleichbleibender Höhe erhalten, so dass die Austrittsöffnungen des Wassers sich etwa 15 bis 20 cm darüber befanden und die Strahlen teils die Wasserfläche, teils auch die innere Glaswand trafen. Auch hier war also die Luft der Flasche mit fortwährend erneuertem Wasser in Berührung, und wenn nach etwa zweistündiger Einwirkung diese Luft in den Versuchscylinder übergeführt wurde, fand man daselbst die Zerstreuungsgeschwindigkeit gegen vorher auf den zwei- bis dreifachen Wert erhöht. Dabei schien die negative Ladung verhältnismässig rascher als die positive zerstreut zu werden.

Zusammengefasst lauten die Ergebnisse dieser Versuche also: Durch Berührung mit Wasser konnte die Leitungsfähigkeit der Luft nicht merklich beeinflusst werden, solange eine abgeschlossene, begrenzte Wassermenge zur Wirkung kam. Wenn aber eine fortwährend erneute Wassermasse auf die Luft wirkte, wuchs deren Leitfähigkeit deutlich.

Dies sowie die grosse Leitfähigkeit der Bodenluft lassen die Meinung zu, dass in dem untersuchten Wasser die „Emanation", welcher

man die beobachteten Wirkungen zuzuschreiben pflegt, in sehr geringer Menge vorhanden ist, dass sie an Luft abgegeben werden kann und in dieser merkliche Änderungen erst hervorbringt, nachdem die Luft mit einer ausreichend grossen Wassermenge in Berührung war.

Ausdrücklich sei noch bemerkt, dass eine Beeinflussung der Versuche durch Radium oder eine ähnliche Substanz ausgeschlossen ist, denn dergleichen Körper sind in meinem Laboratorium noch niemals benutzt worden.

Berlin, Landwirtschaftliche Hochschule.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Über eine einfache Methode zur Erzeugung synchroner Rotationen an zwei entfernten Stationen unter Verwendung des Frequenzzeigers von R. Hartmann-Kempf.[1]

Von A. Korn.

Für die telegraphische Übertragung von Photographien, Halbtongravüren, Handschriften, Zeichnungen u. s. w. wird es wohl stets von grösster Bedeutung sein, zwei synchron rotierende Walzen auf den beiden Stationen (Gebe- und Empfangsstation) zur Verfügung zu haben. Bei Handschriften und Zeichnungen kann man sich, bei Verwendung von zwei Leitungsdrähten, von der Synchronismusvorrichtung unabhängig machen (man vgl. z. B. das Prinzip des Grayschen Telautographen), für Photographien und Halbtongravüren dürfte aber eine solche Einrichtung stets eine notwendige Vorbedingung sein.

Zur Übertragung von Photographien und Halbtongravüren wird man wohl stets das Bild in eine grosse Zahl kleiner Flächenelemente zu zerlegen haben, welche einzeln telegraphisch übertragen werden müssen, und zwar so, dass nicht nur die Tönung jedes Elementes, sondern auch die relative, geometrische Lage je zweier Elemente richtig wiedergegeben wird. Im Besitze synchroner Rotationen an den beiden Stationen wird man während jeder Umdrehung der Walzen je eine Zeile des Bildes übertragen können, deren Höhe der Höhe der gewählten Flächenelemente entspricht; während jeder Umdrehung wird man zweckmässig beide Walzen in der Achsenrichtung um die Zeilenhöhe verschieben, so dass sich die einzelnen Zeilen schraubenförmig um die Walzen lagern und allmählich das ganze Bild zusammensetzen.[2])

Das Problem zerlegt sich in zwei Teile, einmal müssen die beiden Walzen in gleicher[1]) Umdrehungsgeschwindigkeit erhalten werden, soweit dies praktisch möglich ist, und zweitens muss durch Korrekturen nach nicht zu langen Zeitintervallen verhindert werden, dass die praktisch unvermeidlichen kleinen Fehler sich zu merklichen Fehlern addieren. Die technischen Mittel, um diese Aufgaben zu lösen, sind zwar im Prinzip vollständig bekannt; immerhin dürfte die vorliegende Zusammenstellung zur Erreichung des gewünschten Endzweckes wegen ihrer Einfachheit und relativen Billigkeit von Interesse sein, vor allen Dingen aber dadurch, dass sie — gegenüber vielen anderen Vorschlägen — praktisch ausgeführt ist und thatsächlich durchaus zweckentsprechende Resultate geliefert hat.

1. Methode zur Erzeugung gleichförmiger Rotationen mit bestimmter Geschwindigkeit.

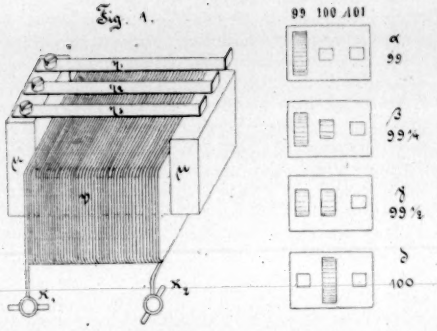
Die gleichförmigste Rotation besitzt unzweifelhaft der Elektromotor, und zwar von Gleichstrommotoren der Nebenschlussmotor. Damit der Einfluss der äusseren von dem Motor zu leistenden Arbeiten vernachlässigt werden kann, muss die Leistung des Motors entsprechend gross gegen die zu der Walzen- und Ankerbewegung erforderliche Leistung gewählt werden. Für unsere Zwecke genügte ein halbpferdiger Motor vollständig, selbst dann noch, wenn derselbe gleichzeitig zur Umformung von 220 Watt in Wechselstrom verwendet wurde. Zur Messung und Einstellung der Geschwindigkeit wurde jeder Motor mit Schleifringen zur Abnahme von Wechselstrom versehen und dieser zu je einem Frequenzzeiger von Hartmann-Kempf[2]) geführt. Dieser Frequenzzeiger (Fig. 1) beruht bekanntlich auf dem Prinzip, dass von einer Reihe abgestimmter Federn diejenige durch einen von Wechselstrom gespeisten Elektromagneten zu starkem Mitschwingen gebracht wird, deren Schwingungszahl mit der Frequenzzahl des Wechselstromes in Resonanz ist.

1) Bei der Ausarbeitung dieser Methode, sowie bei meinen telephotographischen Versuchen, über deren Fortschritte ich gleichfalls demnächst in dieser Zeitschrift berichten werde, wurde ich von meinem Assistenten, Herrn G. Will, in dankenswertester Weise unterstützt.

2) In früheren Zeiten ist an Stelle der synchronen Rotationen die Verwendung synchroner Pendel zur Erreichung desselben Zweckes vorgeschlagen worden und auch zur Ausführung gekommen (man vgl. das Prinzip des Caselli schen Pantelegraphen); das (im Prinzip wohl auf Bakewell zurückgehende) Verfahren der synchronen Rotationen hat demgegenüber die beiden Vorteile der Zeitersparnis und der Gleichförmigkeit der Bewegungen.

1) Unter der Annahme, dass die Walzen gleichen Durchmesser haben; im anderen Falle muss, damit die Richtigkeit des Bildes gewahrt wird, die Umdrehungsgeschwindigkeit dem Walzendurchmesser umgekehrt proportional sein. Die Walze mit grösserer Umdrehungsgeschwindigkeit muss dann nach jeder Umdrehung um die Differenz der Umdrehungszeiten aufgehalten werden. Ich erwähne dies schon an dieser Stelle, weil bei der vorliegenden Methode thatsächlich — ähnlich wie bei dem Baudot-System — durch die Verwendung nicht völlig gleicher Umdrehungsgeschwindigkeiten die Korrekturvorrichtung vereinfacht wird.

2) R. Hartmann-Kempf, E. T. Z. 1901, S. 9. Diese Zeitschrift **2**, 546, 1901; diese Frequenzzeiger werden von der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a/M.-Bockenheim, hergestellt.



Frequenzzeiger von Hartmann & Braun.

In Fig. 1 stellen η_1, η_2 und η_3 drei solche Federn dar, welche bezw. die Schwingungszahlen von 99, 100 und 101 haben, x_1 und x_2 die Klemmschrauben zur Zuführung des Wechselstromes, der durch die Wickelung v den aus Transformatorblechen bestehenden Eisenkern μ umkreist. Die Skizzen α, β, γ, δ stellen die Vorderansicht der in Thätigkeit gesetzten Federn[1]) bei aufgesetztem Gehäuse dar, bei den Frequenzzahlen 99, $99^1/_4$, $99^1/_2$, 100. Mit Hilfe eines Widerstandes w_n im Nebenschlusse des Motors kann die Frequenzzahl leicht auf $^1/_4$ Proz. genau eingestellt werden; durch automatische Einstellung wird fraglos noch eine wesentlich höhere Genauigkeit erzielt werden können, im besonderen, wenn die den Motor speisenden Spannungen sehr konstant sind (wie z. B. bei Verwendung von Akkumulatorenbatterien). Erhält man durch Regelung des Widerstandes w_n fortwährend das Bild δ, so ist man (bei einem zweipoligen Motor) sicher, dass derselbe bis auf $^1/_4$ Proz. genau 3000 Umdrehungen in der Minute macht.

In Fig. 2 ist die Schaltung des Motors und des Regulierapparates schematisch dargestellt.

Es sind darin B_1 B_2 die Gleichstrombürsten, C der Kollektor des Motors, S_1 S_2 die Schleifringe, b_1 b_2 die Bürsten zur Abnahme des Wechselstromes, R ein Vorschaltwiderstand für den Frequenzzeiger H & B, w_a der Anlasswiderstand des Motors, w_n der Regulierwiderstand im Nebenschluss.

2. Korrektur des Synchronismus.

Zur Vereinfachung der Korrektur werden, wie wir bereits in der Anmerkung 1, S. 25, rechte Spalte angedeutet haben, die Geschwindigkeiten der Motoren auf den beiden Stationen ein wenig voneinander verschieden gewählt. Auf der einen

1) Die in Bewegung befindlichen Federn sind schraffiert.

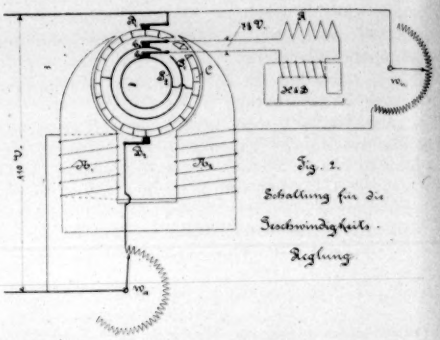


Fig. 2.
Schaltung für die Geschwindigkeits-Regelung.

Station (I) wählen wir die Frequenzzahl $99^1/_2$, auf der anderen Station (II) die Frequenzzahl $100^1/_2$. Die Vereinfachung der Korrektur besteht jetzt darin, dass die Regulierung nur in einer Richtung erforderlich ist: Die schneller rotierende Walze muss nach jeder Umdrehung um $\left(\frac{1}{100} + \varepsilon\right)$ der Umdrehungszeit aufgehalten werden, wo ε den positiven oder negativen, relativen Synchronismusfehler vorstellt.

In Fig. 3 stellen A_1 bezw. A_2 die beiden Walzenachsen auf den beiden Stationen dar. Dieselben sind bezw. mit den Motorachsen zwangläufig so gekuppelt, dass sie je nach Wunsch eine Umdrehung in 1, in 5 oder in 20 Sekunden[1]) machen. Die Achse A_2 sei die um 1 Proz. rascher rotierende. Sie wird nach jeder Umdrehung, die etwa eine Sekunde sei, um etwa $\frac{1}{100}$ Sekunde durch ein Häkchen an dem Hebel h_1 aufgehalten, welcher die Nase p an der Walze r_3 ergreift. Diese gleitet auf der Achse A_2 mit sanfter Reibung, welche aber doch gross genug ist, um unmittelbar nach dem Freiwerden der Nase p die Walze r_3 mit voller Geschwindigkeit mitzunehmen. (Eine Reguliervorrichtung für die Grösse der Reibung ist zweckmässig.) Das Freiwerden der Nase p tritt ein, sobald ein ganz bestimmter Punkt d_1 der Walze r_1 (bezw. d_2 auf r_2) an dem Punkte t_1 des Hebels u_1 (bezw. an dem Punkte t_2 des Hebels u_2) anlangt, und zwar dadurch, dass in jenem Momente ein Stromstoss von Station I nach Station II geht und den Hebel h_1 abreisst.

1) Für die Zwecke, zu denen die synchronen Rotationen gebraucht wurden, waren diese Transmissionsverhältnisse $\left(\frac{1}{50}, \frac{1}{250}, \frac{1}{1000}\right)$ besonders geeignet; doch könnte man natürlich ebenso leicht andere Transmissionsverhältnisse verwenden.

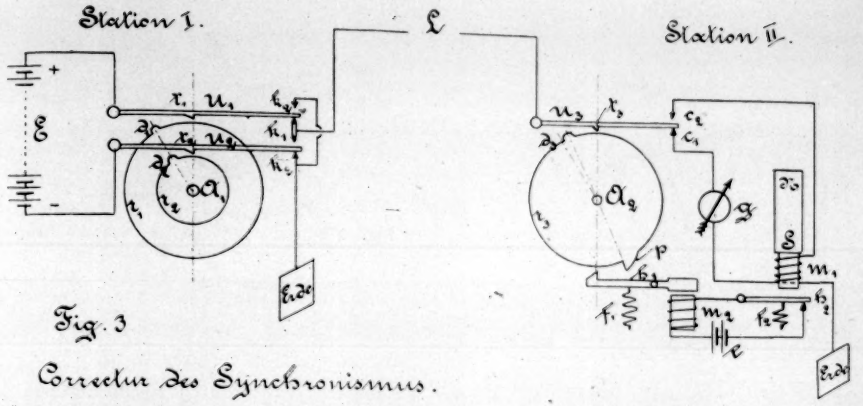


Fig. 3

Correctur des Synchronismus.

Die Thätigkeit des Telegraphierens muss also nach jeder Walzenumdrehung für eine kleine Zeit (etwa 2 Proz. der Umdrehungszeit) unterbrochen werden; abgesehen von dieser kurzen Zeit ist die Linie L für die Telegraphierströme frei. In Fig. 3 gehen diese Ströme z. B. von dem positiven Pole der Batterie E, durch den Umschalthebel u_1, den Kontakt k_1, die Linie L, den Umschalthebel u_3, den Kontakt c_1, den Empfangsapparat g zur Erde, durch den Kontakt k_2, den Umschalthebel u_2 zum negativen Pol der Batterie E. Während dieser Zeit hält der durch einen der Batterie e entnommenen Ruhestrom bethätigte kleine Magnet m_2 den Hebel h_1 fest, auch dann noch, wenn der an der Walze r_3 angebrachte Nocken d_3 (der so angebracht ist, dass d_3 an dem Punkte t_3 immer ein wenig früher — etwa 1 Proz. der Umlaufszeit früher — anlangt als d_1 bezw. d_2 an t_1 und t_2) den Umschalthebel u_3 von c_1 nach c_2 hebt. In diesem Augenblicke ist der Empfangsapparat g ausgeschaltet, die Station II für die Korrektur des Synchronismus bereit. Dieselbe erfolgt nun, wenn d_1 (d_2)[1]) den Punkt t_1 (t_2) passiert; dadurch wird ein den früheren Strömen entgegengesetzter Strom nach Station II gesandt, der Hebel h_2 abgehoben, dadurch der von e gespeiste Ruhestrom unterbrochen, der Magnet m_2 ausser Thätigkeit gesetzt, und die Feder f_1 reisst den Hebel h_1 ab.

Der Synchronismus ist hergestellt, die Telegraphierthätigkeit für die nächste Umdrehung beginnt.

Indem man eine grössere Anzahl Stationen II, III, IV . . . in derselben Weise, wie die Station II anordnet, kann man von einer Station I aus in genau derselben Weise die Rotationen der Walzen auf allen jenen Stationen mit der Rotation der Walze r_1 synchron machen.[1])

1) r_2 ist in Wirklichkeit dieselbe Walze, wie r_1 und wurde in der Skizze nur der besseren Übersicht halber etwas kleiner gezeichnet, damit die beiden Umschalthebel u_1 und u_2 getrennt sichtbar werden.

1) Motoren, wie sie für die obige Methode geeignet sind, liefert die Firma Fabius Henrion, Nancy, die Frequenzzeiger die Firma Hartmann & Braun, Frankfurt a/M.-Bockenheim; die (Schneckenrad-)Transmissionen von den Motoren zu den Walzen die Firma J. Neher, Söhne, München; die Kosten jeder Station belaufen sich auf etwa 400 Mark.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Die Wirkung eines Kreisels auf die Rollbewegung von Schiffen.

Von H. Lorenz.

Herr Ingenieur O. Schlick in Hamburg, dem man die Ausgestaltung des für die Ozeanschiffahrt so wichtigen Massenausgleiches von mehrkurbligen Maschinen[1]) verdankt, machte den Verfasser vor einiger Zeit auf eigentümliche, einer starken Dämpfung analoge Wirkungen eines Kreisels auf die Rollbewegung von Schiffsmodellen aufmerksam. Da diese Erscheinung meines Wissens in der Litteratur bisher nicht behandelt wurde, so dürfte der nachstehende Versuch einer Theorie derselben vielleicht einiges Interesse beanspruchen.

Wir betrachten die folgende, dem Schlickschen Modelle entsprechende Anordnung: In einem Schiffe befindet sich ein Schwungring (Kreisel), dessen Achse AA vermittels eines

1) Siehe hierüber u. a. Lorenz: „Technische Physik 1, Techn. Mechanik starrer Systeme", München 1902, 543, sowie desselben Verfassers „Dynamik der Kurbelgetriebe", Leipzig 1901.

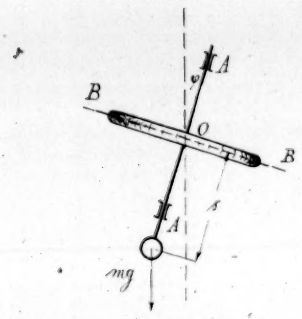


Fig. 1.

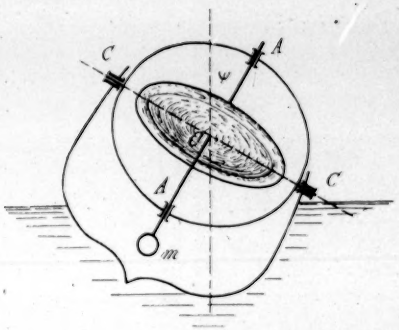


Fig. 2.

Rahmens um horizontale Zapfen CC in der Symmetrieebene des Schiffes drehbar ist, Fig. 1 und 2. Der Kreisel habe das Trägheitsmoment Θ_a um die Rotationsachse AA, um eine senkrecht dazu stehende, z. B. die Achse BB, welche in der Symmetrieebene des Schiffes bleibt, das Trägheitsmoment Θ. Dann ist, wenn wir uns der Einfachheit halber die Gesamtmasse im Schwungring konzentriert denken, also vom Rahmen absehen,

$$2\Theta = \Theta_0 \text{ oder } \Theta = \frac{1}{2}\Theta_0 \quad . \quad . \quad (1)$$

Vermöge der Befestigung im Schiffe wirken nun auf den Kreisel die Momente $\mathfrak{M}_a$, $\mathfrak{M}_b$, $\mathfrak{M}_c$, um die Achsen AA, BB, CC, denen die Winkelgeschwindigkeiten ω_a, ω_b, ω_c mit den Trägheitsmomenten $\Theta_a = \Theta_a$, $\Theta_b = \Theta_c = \Theta$ entsprechen mögen. Alle diese Grössen sind durch die Eulerschen Gleichungen verknüpft, welche für unseren Fall lauten

$$\left.\begin{aligned}
\mathfrak{M}_a &= \Theta_a \frac{d\omega_a}{dt} + (\Theta_b - \Theta_c)\,\omega_b\,\omega_c = \Theta_0 \frac{d\omega_a}{dt} \\
\mathfrak{M}_b &= \Theta_b \frac{d\omega_b}{dt} + (\Theta_c - \Theta_a)\,\omega_c\,\omega_a = \\
&\quad \Theta\left(\frac{d\omega_b}{dt} - \omega_c\,\omega_a\right) \\
\mathfrak{M}_c &= \Theta_c \frac{d\omega_c}{dt} + (\Theta_a - \Theta_b)\,\omega_a\,\omega_b = \\
&\quad \Theta\left(\frac{d\omega_c}{dt} + \omega_a\,\omega_b\right)
\end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Handelt es sich nun, was wir für die Folge stets voraussetzen wollen, nur um kleine Auslenkungen ψ der Symmetrieebene des Schiffes sowie φ der Kreiselachse aus der Vertikalen, so ist nach Fig. 1 und 2

$$\omega_b = \frac{d\psi}{dt}, \quad \omega_c = \frac{d\varphi}{dt} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Weiterhin nehmen wir an, dass die Winkelgeschwindigkeit ω_a des Kreisels um seine Rotationsachse etwa durch Elektromotoren konstant erhalten werde und setzen mit

$$\omega_a = \omega_0, \quad \frac{d\omega_a}{dt} = 0, \quad \mathfrak{M}_a = 0 \quad . \quad . \quad (4)$$

Von den anderen Momenten wird $\mathfrak{M}_b$ durch die Achse CC vom Schiff auf den Kreisel, bezw. umgekehrt übertragen. Bedeutet demnach Dc das sogenannte aufrichtende Moment des Schiffes (worin D das Deplacement und c die Metazenterhöhe bezeichnet), so ist mit dem Trägheitsmoment $\mathfrak{J}$ des Schiffes um die Längsachse durch den Schwerpunkt

$$\mathfrak{J}\frac{d^2\psi}{dt^2} + Dc\psi + \mathfrak{M}_b = 0, \quad . \quad . \quad (5)$$

wobei von der Dämpfung durch den Wasserwiderstand, die bei sehr kleinen Schwingungen stets nur unbedeutend ist, abgesehen werden soll. Macht man von dieser Vereinfachung auch für die Bewegung der Kreiselachse Gebrauch, vernachlässigt also Zapfenreibung und Luftwiderstand, so lautet der Ausdruck für das Moment $\mathfrak{M}_c$, wenn wir am gewichtslos gedachten Rahmen im Abstande s vom Kreiselzentrum eine Masse m konzentriert anbringen,

$$ms^2\frac{d^2\varphi}{dt^2} + mgs\varphi + \mathfrak{M}_c = 0, \quad . \quad (6)$$

worin g die Erdbeschleunigung bedeutet. Durch dieses Moment $\mathfrak{M}_c$ wird der Rahmen mit der Rotationsachse des Kreisels auf Biegung in der Symmetrieebene des Schiffes, durch $\mathfrak{M}_b$ dagegen die Zapfen CC auf Biegung, der Rahmen und der Schiffskörper selbst auf Torsion beansprucht. Das letztere Moment $\mathfrak{M}_b$ lässt sich für jeden Ausschlag des Schiffes aus (5) leicht berechnen, wenn man gleichzeitig die Winkelbeschleunigung kennt, bezw. wenn das Bewegungsgesetz oder der Maximalausschlag und die Schwingungsdauer vorgeschrieben sind.

Eliminieren wir nun mit Hilfe der Formeln (5) und (6) die Momente $\mathfrak{M}_b$ und $\mathfrak{M}_c$ aus den

beiden letzten Gleichungen (2), so folgt, da nach (3)

$$\frac{dw_b}{dt} = \frac{d^2\psi}{dt^2}; \qquad \frac{dw_c}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2} \quad \ldots \quad (3a)$$

$$\left.\begin{aligned}(\mathcal{J}+\Theta)\frac{d^2\psi}{dt^2} + Dc\psi - \Theta w_0\frac{d\varphi}{dt} = 0\\ (\Theta+ms^2)\frac{d^2\varphi}{dt^2} + mgs\varphi + \Theta w_0\frac{d\psi}{dt} = 0\end{aligned}\right| \quad (7)$$

Aus der ersten dieser beiden Formeln, welche der Gleichung (5) analog gebaut ist, erkennt man, dass für den Fall des nicht rotierenden Kreisels, d. h. für $w_0 = 0$, das durch denselben lediglich beschwerte Schiff ebenso freie Schwingungen vollzieht, als wenn die Kreiselachse mit $\frac{d\varphi}{dt} = 0$ am Ausschlage gehindert wird. Da dieselbe Gleichung auch ebenso für ein mit einem Kreisel armiertes ebenes Pendel gilt, so kann man sich von der Richtigkeit dieser Schlüsse leicht an einem solchen überzeugen.

Die Formeln (7) lassen sich nun noch weiter vereinfachen durch Einführung der reduzierten Pendellängen l_1 des Schiffes und l_2 des Kreisels samt Übergewicht mg, nämlich

$$\frac{\mathcal{J}+\Theta}{Dc} = \frac{l_1}{g}, \qquad \frac{\Theta+ms^2}{mgs} = \frac{l_2}{g} \quad \ldots \quad (8)$$

sowie mit den Abkürzungen

$$\frac{\mathcal{J}+\Theta}{\Theta} = a, \qquad \frac{\Theta+ms^2}{\Theta} = b, \quad \ldots \quad (9)$$

in

$$\left.\begin{aligned}\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{g}{l_1}\psi - \frac{w_0}{a}\frac{d\varphi}{dt} = 0\\ \frac{d^2\varphi}{dt^2} + \frac{g}{l_2}\varphi + \frac{w_0}{b}\frac{d\psi}{dt} = 0\end{aligned}\right| \quad \ldots \quad (7a)$$

Es sind dies augenscheinlich nichts anderes, als Schwingungsgleichungen des Schiffes und des Kreisels für kleine Ausschläge, von denen jede ein von der Bewegung des anderen Körpers abhängiges Störungsglied enthält, welches für $w_0 = 0$, d. h. für den Fall des nicht rotierenden Kreisels verschwindet. Eliminiert man eine der Variabeln, z. B. φ, aus den Gleichungen (7) durch zweimalige Differentiationen, so folgt

$$\frac{d^4\psi}{dt^4} + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{g}{l_2} + \frac{w_0^2}{ab}\right)\frac{d^2\psi}{dt^2} + \frac{g^2}{l_1 l_2}\psi = 0 \quad (10)$$

Genau dieselbe sofort integrable Differentialgleichung 4. Ordnung würde man auch durch Elimination von ψ für φ erhalten haben, so dass bis auf die willkürlichen Konstanten C dasselbe Integral beide Gleichungen (7a) befriedigt. Dasselbe lautet

$$\psi = C_1 e^{k_1 t} + C_2 e^{k_2 t} + C_3 e^{k_3 t} + C_4 e^{k_4 t},$$

worin k_1 k_2 k_3 k_4 die unter allen Umständen imaginären Wurzeln der Gleichung

$$k^4 + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{g}{l_2} + \frac{w_0^2}{ab}\right)k^2 + \frac{g^2}{l_1 l_2} = 0$$

bedeuten. Wir dürfen demnach an Stelle der Exponentialfunktionen in unseren Integralen auch trigonometrische Funktionen setzen und schreiben

$$\left.\begin{aligned}\varphi = A_1 \sin(\alpha_1 t + \beta_1) + A_2 \sin(\alpha_2 t + \beta_2)\\ \psi = B_1 \sin(\alpha_1 t + \gamma_1) + B_2 \sin(\alpha_2 t + \gamma_2)\end{aligned}\right|, \quad (11)$$

worin A_1 A_2, B_1 B_2, β_1 β_2, γ_1 γ_2 Integrationskonstanten sind und die beiden Werte

$$\left.\begin{aligned}\alpha^2_{12} = \frac{1}{2}\left(\frac{g}{l_1} + \frac{g}{l_2} + \frac{w_0^2}{ab}\right)\\ + \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{g}{l_1} + \frac{g}{l_2} + \frac{w_0^2}{ab}\right)^2 - \frac{4g^2}{l_1 l_2}}\end{aligned}\right| \quad (12)$$

je einer Schwingung mit kleiner und einer solchen mit grosser Periode, welche sich superponieren, zugehören. Für $w_0 = 0$, also für das Erlöschen der Kreiselrotation wird daraus

$$\alpha_1 = \sqrt{\frac{g}{l_1}}, \qquad \alpha_2 = \sqrt{\frac{g}{l_2}}, \quad \ldots \quad (12a)$$

wonach sich die Perioden der beiden übereinander gelagerten Schwingungen mit

$$\alpha_1 t_1 = 2\pi, \qquad \alpha_2 t_2 = 2\pi \quad \ldots \quad (13)$$

durch die gewöhnlichen Pendelformeln ausdrücken. Ist andererseits keine Masse m zum Aufrichten des Kreisels vorhanden, so folgt mit $l_2 = \infty$ und $b = 1$ (siehe Gl. (8) und (9))

$$\alpha_1^2 = \frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}, \qquad \alpha_2^2 = 0, \quad \ldots \quad (12b)$$

also nur noch je eine Schwingung für Schiff und Kreisel.

Bevor wir diesen wichtigen Spezialfall weiter verfolgen, müssen wir noch etwas auf die allgemeinen Integrale (11) eingehen. Dieselben enthalten 8 Integrationskonstanten, während sowohl nach den beiden Differentialgleichungen (7a), als auch nach Gleichung (10) nur deren 4 berechtigt erscheinen. Es müssen sich demnach die 4 überzähligen durch diese ausdrücken lassen. Hierzu gelangen wir durch Einsetzen der Werte (11) in die Gleichungen (7a) und Auflösung der Winkelfunktionen in $(\alpha t + \beta)$ bezw. in $(\alpha t + \gamma)$. Aus dem Verschwinden der Koeffizienten von $\sin \alpha t$ und $\cos \alpha t$, welches die Gültigkeit der Gleichungen für jedes t bedingt, entstehen 8 Bedingungsgleichungen, von denen wieder nur 4 voneinander unabhängig sind. Dieselben führen schliesslich auf

$$\beta_1 = \gamma_1 - 90^0, \quad \beta_2 = \gamma_2 - 90^0, \quad \ldots \quad (14)$$

woraus, wie natürlich, hervorgeht, dass die zusammengehörigen Bestandteile der Ausschläge φ und ψ senkrecht zu einander stehen. Weiter folgt aus unseren Bedingungen

$$A_1\left(\frac{g}{l_2} - \alpha_1^2\right) = B_1\frac{w_0}{b}\alpha_1,$$

$$A_2\left(\frac{g}{l_2} - \alpha_2^2\right) = B_2\frac{w_0}{b}\alpha_2$$

und
$$B_1\left(\frac{g}{l_1}-\alpha_1^2\right)=A_1\frac{w_0}{a}\alpha_1,$$
$$B_2\left(\frac{g}{l_1}-\alpha_2^2\right)=A_2\frac{w_0}{a}\alpha_2$$

Multipliziert man die erste mit der dritten, die zweite mit der vierten dieser Formeln, so ergiebt sich unter Wegfall von AB sowohl für α_1, wie auch für α_2 dieselbe Gleichung, welche uns schon auf die Werte (12) führte. Daraus geht hervor, dass von den letzten 4 Formeln schon zwei zur Konstantenberechnung ausreichen, während die beiden andern damit von selbst erfüllt sind. Wir haben somit

$$\left.\begin{aligned}B_1&=A_1\frac{b}{w_0\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\\ B_2&=A_2\frac{b}{w_0\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\end{aligned}\right\}\quad\ldots\quad(15)$$

und dürfen schliesslich für unsere allgemeinen Integrale schreiben

$$\left.\begin{aligned}\varphi&=A_1\sin(\alpha_1 t+\beta_1)+A_2\sin(\alpha_2 t+\beta_2)\\ \psi&=\frac{A_1 b}{w_0\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\cos(\alpha_1 t+\beta_1)\\ &\quad+\frac{A_2 b}{w_0\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\cos(\alpha_2 t+\beta_2)\end{aligned}\right\}\quad(16)$$

Zur Bestimmung der Konstanten setzen wir nunmehr voraus, dass zur Zeit $t=0$ das Schiff die Auslenkung $\psi=\psi_0$ erfahren habe, während der bis dahin festgehaltene Kreisel in diesem Momente frei gegeben wird. Alsdann ist für $t=0$ auch $\varphi_0=0$ und weiterhin

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0=0,\quad\left(\frac{d\psi}{dt}\right)=0.$$

Daraus ergeben sich mit (16) die Bedingungsgleichungen

$$\left.\begin{aligned}&A_1\sin\beta_1+A_2\sin\beta_2=0.\\ &\frac{A_1}{\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\cos\beta_1\\ &+\frac{A_2}{\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\cos\beta_2=\frac{\psi_0 w_0}{b}\\ &A_1\alpha_1\cos\beta_1+A_2\alpha_2\cos\beta_2=0\\ &A_1\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\sin\beta_1\\ &+A_2\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\sin\beta_2=0\end{aligned}\right\}\quad(16a)$$

Die erste und letzte dieser Formeln können aber nur gleichzeitig bestehen, wenn

$$\sin\beta_1=\sin\beta_2=0$$

oder $\beta_1=0$ und $\beta_2=\pi$ ist. Alsdann gehen die beiden anderen Gleichungen über in

$$\frac{A_1}{\alpha_1}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)-\frac{A_2}{\alpha_2}\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)=\frac{\psi_0 w_0}{b}$$

und ergeben

$$A_1\alpha_1=A_2\alpha_2$$

$$\left.\begin{aligned}A_1&=\frac{\psi_0 w_0}{b\alpha_1}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\\ A_2&=\frac{\psi_0 w_0}{b\alpha_2}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\end{aligned}\right\}\quad(16b)$$

d. h. die Maximalausschläge der beiden übereinander gelagerten Schwingungen der Kreiselachse sind proportional dem anfänglichen Ausschlage des Schiffes, der Winkelgeschwindigkeit der Kreiselrotation sowie der Schwingungsperiode selbst, so dass wir also neben einer langsam verlaufenden relativ grossen Schwingung eine rasch verlaufende kleine erhalten. Die erstere entspricht für den auf fester Unterlage rotierenden Kreisel der Präzession, die letztere dagegen der Nutation derselben. Da nun auch das Schiff analoge Bewegungen vollzieht, welche nur um 90° gegen die des Kreisels verschoben sind, so erscheint die resultierende Bahn des Endpunktes der Kreiselachse im ganzen als eine Ellipse (Fig. 3), die aber bei

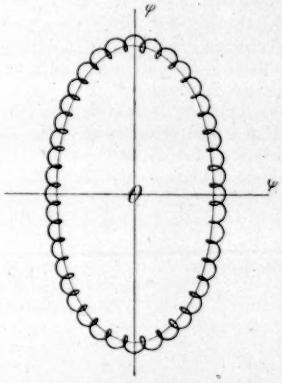


Fig. 3.

genauerer Betrachtung sich in eine Reihe zusammenhängender kleiner Schleifen oder Wellen auflöst.[1]) Die Gleichung dieser epizyklischen Kurve ergiebt sich aus (16) mit (16b), also

$$\left.\begin{aligned}\varphi&=\frac{\psi_0 w_0}{b}\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\left(\frac{\sin\alpha_1 t}{\alpha_1}-\frac{\sin\alpha_2 t}{\alpha_2}\right)\\ \psi&=\psi_0\,\frac{l_2}{g}\,\frac{\alpha_1^2\alpha_2^2}{\alpha_2^2-\alpha_1^2}\left\{\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_1^2\right)\frac{\cos\alpha_1 t}{\alpha_1^2}\right.\\ &\quad\left.-\left(\frac{g}{l_2}-\alpha_2^2\right)\frac{\cos\alpha_2 t}{\alpha_2^2}\right\}\end{aligned}\right\}\quad(16c)$$

durch Elimination der Zeit t.

Wir kehren nunmehr zu dem schon oben erwähnten Spezialfalle des unbeschwerten Kreisels zurück, für welchen $l_2=\infty$ und $b=1$ zu setzen war. Damit aber geht die zweite Gleichung (7a) über in

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2}+w_0\frac{d\psi}{dt}=0\quad\ldots\quad(17)$$

[1]) Unter den obigen speziellen Anfangsbedingungen besitzt die Bahnkurve nach aussen gerichtete Spitzen, wie eine Hypozykloide.

Setzen wir dies in die noch einmal differenziierte erste Gleichung (7a) ein, so folgt für die Schiffsbewegung

$$\frac{d^3\psi}{dt^3} + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right)\frac{d\psi}{dt} = 0 \quad \cdot \quad (17a)$$

und andererseits durch Elimination von ψ aus (17) mit der ersten Gleichung (7a) für die Bewegung der Kreiselachse,

$$\frac{d^4\varphi}{dt^4} + \left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right)\frac{d^2\varphi}{dt^2} = 0, \quad (17b)$$

so dass beide Bewegungen nicht mehr wie oben einer und derselben Differentialgleichung genügen. Mit der probeweisen Einführung von Ce^{kt} als Lösung erhält man sowohl aus (17a) wie auch aus (17b) zwei imaginäre Wurzeln

$$k_1^2 = -\left(\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}\right), \quad \cdot \quad (17c)$$

während (17a) ausserdem noch eine, (17b) dagegen zwei gleiche Wurzeln $k_2 = 0$ ergiebt, denen im Integral ein Glied von der Form $Cte^{k_2 t}$, also hier Ct wegen $k_2 = 0$ entspricht. Demnach haben die Integrale von (17a) und 17b), wenn wir noch

$$\alpha = ik_1 = \sqrt{\frac{g}{l_1} + \frac{w_0^2}{a}} \quad \cdot \quad (17d)$$

setzen, die Form

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= A_0 + A_1 \sin(\alpha t + \beta) + A_2 t\\ \psi &= B_0 + B_1 \sin(\alpha t + \gamma)\end{aligned}\right\} \quad (18)$$

Von den 7 darin auftretenden Konstanten sind, wie schon oben, wieder nur 4 berechtigt, da die Integrale zwei Differentialgleichungen zweiter Ordnung genügen. Setzen wir, um die drei überzähligen durch die übrigen auszudrücken, die Werte von (18) in (17) ein, so folgt als Bedingung für das Verschwinden der Koeffizienten von $\cos\alpha t$ und $\sin\alpha t$

$$\left.\begin{aligned}\alpha A_1 \cos\beta + w_0 B_1 \sin\gamma &= 0\\ \alpha A_1 \sin\beta - w_0 B_1 \cos\gamma &= 0\end{aligned}\right.$$

oder

$$\left.\begin{aligned}\beta &= \gamma - 90^0\\ A_1\alpha + B_1 w_0 &= 0\end{aligned}\right\} \quad \cdot \quad \cdot \quad (19)$$

Führen wir dagegen unsere Lösungen (18) in die erste Gleichung (7a) ein, welche ja auch für diesen Spezialfall gültig bleibt, so folgt für $t = 0$

$$B_1\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\sin\gamma + \frac{g}{l_1}B_0 = \frac{w_0}{a}(A_1\alpha\cos\beta + A_2)$$

oder wegen (19), d. h. mit $\sin\gamma = \cos\beta$ und $B_1 w_0 = -A_1\alpha$

$$\left.\begin{aligned}\frac{g}{l_1}B_0 = A_1\alpha\left[\frac{w_0}{a} + \frac{1}{w_0}\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\right]\cos\beta\\ + \frac{A_2 w_0}{a}\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Damit aber geht (18) über in

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= A_0 + A_1\sin(\alpha t + \beta) + A_2 t\\ \psi &= A_1\alpha\frac{l_1}{g}\left[\frac{w_0}{a} + \frac{1}{w_0}\left(\frac{g}{l_1} - \alpha^2\right)\right]\cos\beta\\ &+ \frac{A_2 w_0}{a}\frac{l_1}{g} - \frac{A_1\alpha}{w_0}\cos(\alpha t + \beta)\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Zur Bestimmung der vier hierin noch auftretenden Konstanten A_0, A_1, A_2 und β denken wir uns, wie schon oben, das Schiff zur Zeit $t = 0$ in die Lage $\psi = \psi_0$ bei festgehaltener Kreiselachse gebracht und nun unter Freigabe der letzteren sich selbst überlassen. Alsdann ist für diesen Moment $\varphi_0 = 0$ und

$$\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)_0 = 0, \quad \left(\frac{d\psi}{dt}\right)_0 = 0$$

woraus die Bedingungen

$$\left.\begin{aligned}A_0 + A_1\sin\beta &= 0\\ A_1\alpha\cos\beta + A_2 &= 0\\ A_1\alpha\frac{l_1}{g}\left(\frac{w_0}{a} - \frac{\alpha^2}{w_0}\right)\cos\beta + \frac{A_2 w_0}{a}\frac{l_1}{g} &= \psi_0\\ \frac{A_1\alpha^2}{w_0}\sin\beta &= 0\end{aligned}\right\} \quad (21a)$$

resultieren. Diese führen sofort auf

$$\left.\begin{aligned}\sin\beta = 0, \quad \cos\beta &= 1\\ A_0 = 0, \quad A_1 = -\frac{A_2}{\alpha} &= -\frac{\psi_0 w_0}{\alpha^3}\frac{g}{l_1}\end{aligned}\right\}, \quad (21b)$$

womit (21) sich vereinfacht in

$$\left.\begin{aligned}\varphi &= \frac{\psi_0 w_0}{\alpha^2}\frac{g}{l_1}\left(t - \frac{\sin\alpha t}{\alpha}\right)\\ \psi &= \frac{\psi_0}{\alpha^2}\left[\frac{g}{l_1}(\cos\alpha t - 1) + \alpha^2\right]\end{aligned}\right\}. \quad (21c)$$

Diese Formeln besagen, dass, während das Schiff Schwingungen um eine beliebig geneigte Ruhelage vollzieht, die Achse des im Schwerpunkt aufgehängten Kreisels sich gleichfalls unter Schwingungen immer weiter aus der Vertikale entfernt. Die Schwingungen haben nach Gleichung (12b) eine kürzere Periode als die Eigenschwingungen des Schiffes, während das der Zeit proportionale Glied in der ersten Gleichung (21c) etwa der Präzession der Erdachse entspricht. Wenn auch infolge dieser Bewegung der Gültigkeitsbereich unseres nur für kleine Ausschläge aus der Vertikalen aufgestellten Ansatzes bald überschritten ist, so kann man doch leicht die durch (21c) dargestellte Erscheinung am Modell beobachten. Erst wenn die Kreiselachse infolge der immer wachsenden Auslenkung nahezu horizontal geworden ist und damit die Wirkung des Kreisels auf das Schiff aufhört, richtet sich dieses langsam auf, um, wenn der Kreisel sich vollständig überschlagen hat, die Achse also wieder vertikal steht, von neuem um die gerade erreichte Stellung kleine Schwingungen, die sich in einer Erzitterung des ganzen Systems kundgeben, zu vollziehen. Dieses Spiel wiederholt sich so lange, bis die in unseren Formeln nicht berücksichtigte Dämpfung des Wassers das Schiff zur Ruhe gebracht hat, wenn nicht schon vorher die Kreiselrotation infolge der Zapfenreibung ihren Einfluss verloren hat.

Jedenfalls stehen die Modellversuche, die man auch an einem mit dem Kreisel armierten Pendel anstellen kann, in vollster Übereinstimmung mit der oben entwickelten Theorie, deren Ausdehnung auf gedämpfte Schwingungen überdies keinen Schwierigkeiten begegnet. Das Ergebnis ist stets eine starke Abnahme aller Schwingungsamplituden mit der Zeit und zwar infolge des Zusammenhangs des Systems auch dann, wenn nur einer der beiden Körper, z. B. das Schiff oder der Kreisel eine Dämpfung erleidet. Dagegen scheitert die Durchführung der Aufgabe für endliche Schwingungen an der Unmöglichkeit, die Variabeln φ und ϑ, in den hierfür gültigen, den Formeln (7) bezw. (7a) analogen simultanen Differentialgleichungen zu trennen, die wir darum auch gar nicht erst angeschrieben haben. Auch für die Beurteilung der praktischen Verwendbarkeit der besprochenen Vorgänge dürfte unsere Theorie noch nicht vollständig ausreichen. Sie deutet nur darauf hin, dass sowohl beim pendelnden, wie auch bei dem im Schwerpunkte aufgehängten Kreisel heftige Erzitterungen des ganzen Systems auftreten, während andererseits bei erheblich verlangsamter Rollbewegung des Schiffes die Zapfen CC des Kreiselrahmens nahezu das ganze aufrichtende Moment Dc übernehmen müssen.

Göttingen, Institut für techn. Physik.

(Eingegangen am 24. November 1903.)

Tagesereignisse.

Im Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung Band XII, 1903, Heft 8/9 hat Felix Müller in Steglitz-Berlin, S. 427, „abgekürzte Titel von Zeitschriften mathematischen Inhalts" veröffentlicht. Mit Unterstützung von Oberbibliothekar Dr. Valentin ist es ihm möglich gewesen, nahezu 1200 solcher Zeitschriften zusammenzubringen. Für die Abkürzung hat Professor Stäckel die Prinzipien aufgestellt. In dem alphabetischen Verzeichnis sind den Titeln der Zeitschriften die Anfangsjahre beigefügt und bei solchen, die bereits wieder eingegangen sind, auch das letzte Jahr des Erscheinens. Dasselbe reicht zurück bis zum Jahre 1665, in welchem das erste Heft der „Philosophical Transactions" der Royal Society of London und das erste Heft des „Journal des Savants" erschienen. Bis zum Jahre 1700 waren nur 17 Zeitschriften mathematischen Inhalts zu nennen, während das 18. Jahrhundert bereits 210 brachte, und im 19. Jahrhundert ca. 950 erschienen. Dabei sind Fortsetzungen von Journalen unter neuem Titel als neue Zeitschriften aufgeführt. Von den ca. 1200 mathematischen Zeitschriften ist ziemlich die Hälfte wieder eingegangen. Die meisten ca. 250 sind in Deutschland erschienen, dazu kommen je 200 französische, italienische und englische; der Rest sind schwedische, dänische, russische, böhmische, spanische, japanische. Dem Inhalte nach gruppiert Müller diese Zeitschriften in 1. rein oder vorwiegend mathematische, 2. physikalisch-naturwissenschaftliche, 3. astronomisch-geodätische, 4. technisch-militärische, 5. allgemein wissenschaftliche und 6. Publikationen von Akademien und anderen gelehrten Gesellschaften. Einige kurze historische Notizen über die ältesten Zeitschriften jeder Gruppe teilt der Verfasser in den beigegebenen Erläuterungen mit. Ein chronologisches Verzeichnis der vollständigen Titel behält er sich vor. (Centralbl. f. Bibliothekswesen.).

Vom 14. bis 23. April 1903 findet an der Universität Göttingen ein mathematisch-physikalischer Fortbildungskursus für Lehrer höherer Lehranstalten statt. Da die Zahl der von den einzelnen Schulkollegien zu vergebenden Plätze nur beschränkt ist und deshalb eine Auswahl unter den sich Meldenden stattfinden muss, ist es erwünscht, dass die Meldungen schon bald eingereicht werden.

Die Petersburger Physiko-chemische Gesellschaft ist mit der Vorbereitung zu einer neuen Forschungsreise nach dem Nordpol beschäftigt, zu der die umfassendsten Massregeln getroffen werden. Die Gesellschaft hat bereits im Frühjahr eine Denkschrift ausgearbeitet, die der Hauptverwaltung für Handelsschiffahrt, dem Finanzminister, der Akademie der Wissenschaften, dem Vorsitzenden der Geographischen Gesellschaft, dem Marineminister und dem Minister der Volksaufklärung überreicht wurde. Es ist folgender Entwurf aufgestellt worden: 1. Beobachtungen über die Sonnenstrahlung und die Strahlenbrechung der Luft; 2. über die Bewegung der Wolken; 3. über die Erscheinungen der Luftelektrizität im Zusammenhang mit der Auslöschung der ultravioletten Strahlen; 4. Bestimmung der Erscheinungen des Erdmagnetismus und der elektrischen Ströme im Ozean; 5. chemische Erforschung der Zusammensetzung der Luft und des Wassers und 6. Erforschung des Polareises. Das Unternehmen, das sich eine sehr gründliche Arbeit zum Ziel gesetzt hat und von den ersten Fachgelehrten geleitet wird, erfordert einen Aufwand von sehr grossen Geldmitteln, um die die Gesellschaft aber offenbar schon jetzt nicht in Verlegenheit ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Auf den durch das Ableben des Professors Lipschütz erledigten Lehrstuhl für Mathematik an der Universität Bonn wurde Professor Eduard Study aus Greifswald berufen.

Der Oberlehrer F. Kreutzberg-Düsseldorf wurde zum Professor der angewandten Mathematik und Naturwissenschaften an der neuen Akademie in Posen ernannt und der Kgl. Eisenbahn-Bauinspektor, Vorstand der Kgl. Werkstätteninspektion Guben, Siegfried Fraenkel, ist beauftragt worden, an dieser Akademie über technische Wissenschaften Vorlesungen zu halten.

Ernannt wurden der Privatdozent für organische Chemie an der Universität Bonn Dr. phil. Georg Schroeter zum a. o. Professor, der Titularprofessor in der mechanisch-technischen Abteilung am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich, L. Farny zum o. Professor, der Privatdozent für allgemeine Chemie an der Universität in Krakau, Dr. Leo Marchlewski zum a. o. Universitätsprofessor, der Privatdozent der Chemie an der Universität Göttingen Dr. W. Kötz zum Titularprofessor, der Privatdozent an der Dresdner Technischen Hochschule Dr. Erich Müller zum ausseretatsmässigen a. o. Professor in der Chemischen Abteilung dieser Hochschule.

An der Breslauer Universität habilitierte sich Dr. phil. Clemens Schaefer für Physik, an der Technischen Hochschule in Braunschweig der Diplomingenieur Dr. Hugo Mosler für Elektrotechnik, an der Leipziger Universität Dr. phil. Wilhelm Böttger für physikalische Chemie, an der Universität in Freiburg i. B. Dr. Franz Fischer für physikalische Chemie, an der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn Adjunkt Ehrenfeld für analytische Chemie.

Der Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Karlsruhe, Ole Sivert Bragstad, bisher erster Assistent an der Elektrotechnischen Anstalt, ist aus dem Verbande dieser Hochschule ausgeschieden.

Der Ausschuss des Syndikats der Pariser Presse hat den Osiris-Preis von 100000 Fr. verteilt. Frau S. Curie erhält 60000 Fr. zur Fortsetzung ihrer Radiumforschungen, der Ingenieur Branly 40000 Fr. für seine Arbeiten über drahtlose Telegraphie.

In Warschau starb der Professor der Chemie am Polytechnikum Georg Wagner, 54 Jahre alt.

Gesuche.

Physiker,

Privat-Dozent und mehrjähriger Hochschulassistent mit reicher Laboratoriumspraxis (auch elektrotechnischer) sucht entsprechende Stellung an einer Hochschule oder höheren Lehranstalt, event. in der Praxis. Gefl. Zuschr. unter **K. L.** an die Redakt. d. Zeitschr.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.